

Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft
und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

3. Jahrgang

15. Februar 1922

Nr. 4

1. Allgemeines.

Max Planck. Physikalische Rundblicke. Gesammelte Reden und Aufsätze. IV u. 168 S. Leipzig, Verlag von S. Hirzel, 1922. Es sind folgende Aufsätze abgedruckt: Die Einheit des physikalischen Weltbildes (1908); Die Stellung der neueren Physik zur mechanischen Naturanschauung (1910); Neue Bahnen der physikalischen Erkenntnis (1913); Dynamische und statistische Gesetzmäßigkeit (1914); Das Prinzip der kleinsten Wirkung (1915); Verhältnis der Theorien zueinander (1915); Das Wesen des Lichts (1919); Die Entstehung und bisherige Entwicklung der Quantentheorie (1920).
SCHEEL.

Bernhard Bavink. Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft. Eine Einführung in die moderne Naturphilosophie. 2. Aufl. Mit 65 Abbildungen. XV u. 423 S. Leipzig, Verlag von S. Hirzel, 1921. Inhalt: I. Kraft und Stoff. 1. Die Grundbegriffe der Chemie; 2. Molekül und Atom; 3. Bedeutung und Wert physikalischer Hypothesen; 4. Das Kausalitätsprinzip; 5. Die Grundlagen der Mechanik; 6. Die Einzelgebiete der Physik; 7. Das Gesetz von der Erhaltung der Energie; 8. Die kinetische Wärmetheorie; 9. Die elektromagnetische Lichttheorie; 10. Die Elektronentheorie; 11. Elektrizität und Masse; 12. Erscheinungen der Lichtemission und -Absorption; 13. Einsteins Relativitätstheorie; 14. Die Einheit des physikalischen Weltbildes. II. Weltall und Erde. III. Materie und Leben. IV. Das Problem der Artenbildung.
SCHEEL.

P. Zeeman. Verhandelingen over Magneto-optische Verschijselen. XV u. 341 S. Leiden, Verlag Eduard Ijdo, 1921. [S. 197.]
PRINGSHEIM.

Prof. Dr. Emil Budde. Elektrot. u. Maschinenb. 39, 579, 1921, Nr. 47.

W. Wien. Hermann von Helmholtz. ZS. d. Ver. d. Ing. 65, 1239—1240, 1921, Nr. 48.

W. Möller. Hermann v. Helmholtz. Natur 13, 46—54, 1921, Nr. 3.

J. Schubert. Johannes Kepler. S.-A. 1 S.

B. B. de Toni. Matériaux pour la reconstruction du manuscrit A de Léonard de Vinci, de la Bibliothèque de l'Institut. C. R. 173, 952—954, 1921, Nr. 20.

K. Strecker. Zur Eröffnung der ersten Fachsitzung der technischen Physik. ZS. f. techn. Phys. 2, 289—291, 1921, Nr. 11.
SCHEEL.

*

Shore improved scleroscope. Machinery 28, 340, 1921, Nr. 4. Die Verbesserungen beziehen sich auf Schutz des Mechanismus gegen Staub und Ersatz des Lederkolbens durch einen solchen aus Wolframstahl. Ferner sind die starren Einrichtungen zum Halten des Hammers durch elastische ersetzt und ist der Hammer mit Aufnahmeschultern versehen, um Bruch zu vermeiden. BERNDT.

S. Valentiner. Ein Quecksilberdestillierapparat. ZS. f. techn. Phys. 2, 266, 1921. Es wird ein kleiner Apparat mit elektrischer Heizung und Fenster zur Beobachtung des Standes des noch nicht destillierten Quecksilbers beschrieben, der bei 110 Volt und 1,5 Amp. in einer Stunde 500 bis 600 g Quecksilber zu destillieren erlaubt. Der Apparat ist von R. Goetze, Leipzig, zu beziehen. VALENTINER.

P. Mayer. Die Lupen und ähnlichen optischen Geräte von Carl Zeiss. Aus optischen und mechanischen Werkstätten XIII. ZS. f. wiss. Mikroskop. 33, 113—122, 1921, Nr. 2. [S. 198.] ERFLE.

Ernst Neumann. Der Kreis als Winkel- und Drehzahleinheit. Elektrot. ZS. 42, 1395—1396, 1921, Nr. 48. Gegenüber der in Frankreich („grade“) und bei den deutschen Feldmessern („Neugrad“) üblichen Hunderteilung des rechten Winkels schlägt der Verf. (ähnlich wie Porstmann, Normenlehre 1917, S. 144, mit seinem „Dopi“, „Millidopi“ usw.!) Der Bericht) vor, den Vollkreis, Maßeinheit K, dezimal zu teilen. Beispiele: mK = Millikreis, $8,333 \text{ cK} = 8,333 \text{ Zentikreis} = \frac{1}{12} \text{ K} = 30^\circ$. $10 \text{ kK/min} = 10000 \text{ Umdr./min}$, $1 \text{ K/s} = 1 \text{ Periode}$. EVERLING.

G. Berndt. Unstimmigkeiten in den Grundlagen des metrischen Systems. D. Uhrm. Ztg. 45, 651—653, 1921, Nr. 50. Abdruck aus den Loewe-Not. 6, 38—39, 1921 (diese Ber. 2, 860, 1921).

Toledo thread lead gage. Machinery 28, 335—336, 1921, Nr. 4. Zwei konische Spitzen, von denen die eine durch einen Hebel auf eine Meßuhr einwirkt, werden nach einem Normalgewinde eingestellt und dann das zu vergleichende Gewindekaliber zwischen beide gebracht. BERNDT.

Coats-Leonard renewable plug gages. Machinery 28, 335, 1921, Nr. 4. Mehrere Kaliberdorne (in der üblichen Ringform) und Handgriffe dafür sind zu einem Satz in einem Kasten vereinigt. BERNDT.

Horstmann indicating caliper. Machinery 28, 339, 1921, Nr. 4. Einstellbare Rachenlehre, bestehend aus zwei längs einer Stange verschiebbaren Armen, von denen der eine eine Schraube (zur Feineinstellung), der andere eine Meßuhr trägt. Durch Umsetzen der Arme kann sie auch für Innenmessungen gebraucht werden. BERNDT.

Earl Stevens. Setting inside calipers accurately. Amer. Mach. 55, 691, 1921, Nr. 17. Um größere Innentaster genau einstellen zu können, werden zwei Schrauben mikrometer mit ihren Ambossen aufeinander gelegt und in dieser Stellung durch eine Klammer gehalten. BERNDT.

Atlas dial indicator. Machinery 28, 337—338, 1921, Nr. 4. Soweit aus der kurzen Beschreibung zu ersehen, läßt sich die Übersetzung der Meßuhr (von 0,055" Meßbereich durch Justieren der Kontaktspitze innerhalb gewisser Grenzen einstellen. BERNDT.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Hans Thirring. Die Idee der Relativitätstheorie. Mit sieben Textabbildungen. 39 S. Berlin, Julius Springer, 1921. Eine populäre Darstellung der Theorie ohne Benutzung von Formeln. Die gedanklichen Zusammenhänge werden klar herausgestellt. Die spezielle und die allgemeine Theorie werden mit gleicher Ausführlichkeit behandelt. Am Schluß findet sich eine Tabelle, auf der die Prinzipien der Theorie in ihrem logischen Aufbau schematisch dargestellt sind.
REICHENBACH.

H. Synge. Uniform Motion in the Aether. Nature **107**, 746, 1921, Nr. 2702. Bemerkung hierzu von Harold Jeffreys ebenda S. 747.

— Uniform Motion in the Aether. Nature **108**, 80, 1921, Nr. 2707. Bemerkung hierzu von Harold Jeffreys ebenda S. 80. Der von Synge geäußerten Ansicht, daß man — entgegen der allgemeinen Ansicht — durch optische Versuche möglicherweise die absolute Bewegung in bezug auf den Äther feststellen können, widerspricht Harold Jeffreys.
ERFLE.

L. T. Flint. On the Transformation of the Equation of Motion of the Dynamics of Continuous Media in the Restricted Principle of Relativity. Phil. Mag. (6) **42**, 794—799, 1921, Nr. 251. Darstellung der (speziellen) Lorentztransformation, des Energietensors und der Erhaltungssätze in (Gibbsscher) Vektorsymbolik.
E. KRETSCHMANN.

S. Eddington. The Relativity of Field and Matter. Phil. Mag. (6) **42**, 800—806, 1921, Nr. 251. Der Verf. unterscheidet zwischen dem „Feld an sich“ („field-entity“), das ist „die überall zwischen den materiellen Teilchen bestehende Weltstruktur“ und dem beobachtbaren „Felde“ schlechthin, das nur in den Beziehungen zwischen dem „Feld an sich“ und der Materie besteht, und dessen Gesetze sich ebenso gut als Gesetze der Materie wie als eigentliche Feldgesetze aussprechen lassen. So besagt das Einsteinsche Gesetz $G_{\mu\nu} = \lambda g_{\mu\nu}$ der Schwerkraft als Feldgesetz an sich, wie in einem Anhang einfach gezeigt wird, daß die Weltkrümmung in jedem Weltunkte und in jeder Richtung — im natürlichen und zugleich geodätischen Bezugssystem gemessen — die gleiche ist. Alle vier Hauptkrümmungsradien sind gleich $\sqrt{3}/\lambda$. So ausgedrückt erscheint das Gesetz nur als ein besonders einfaches unter anderen ebenfalls möglichen Gesetzen. Betrachtet man aber den Krümmungsradius der Welt als das natürliche invariante Längenmaß aller materiellen, so stellt das Einsteinsche Gesetz, jetzt als Gesetz der Materie, nichts anderes als den Satz von der Isotropie und Homogenität des empirischen, durch materielle Maßstäbe bestimmten Raumes dar. — Inwieweit können erst die noch unbekannten Gesetze der Konstitution des Elektrons bzw. der Materie darüber entscheiden, ob der Weltkrümmungsradius die ihm oben zugeschriebene Bedeutung hat, oder ob an seine Stelle eine andere verwickeltere Invariante zu setzen ist.
E. KRETSCHMANN.

A. Houstoun. The Present Position of the Wave Theory of Light. Nature **S**, 13—15, 61—64, 1921, Nr. 2705, 2706. [S. 187.]
ERFLE.

Anderson. The Convection Coefficient in a Dispersive Medium. Phil. Mag. (6) **42**, 509—511, 1921, Nr. 250. [S. 187.]
ERFLE.

Gegfried Valentiner. Wie stellt sich die Philosophie zum Prinzip der Relativität? Rede, gehalten bei der öffentlichen Übergabe des Rektorats der Bergakademie Clausthal am 7. November 1921. 24 S. Clausthal, Verlag der Ed. Pieperschen Buchdruckerei (Wilh. Georgi), 1921.
SCHEEL.

Allvar Gullstrand. Allgemeine Lösung des statischen Einkörperproblem in der Einsteinschen Gravitationstheorie. S.-A. Arkiv för Mat., Astron. och Fys. 16, Nr. 8, 15 S., 1921. [S. 156.] KRETSCHMANN

Sophie Rotszajn. Die Anwendung der Planckschen Erweiterung der Quantenhypothese auf rotierende Gebilde mit zwei Freiheitsgraden in einem Richtungsfelde. Diss. Zürich 1920. 44 S. Es ist dies ein Sonderabdruck der bekannten in den Ann. d. Phys. (4) 57, 81, 1918 erschienenen Arbeit, in der die Quantelung des im homogenen Felde rotierenden Gebildes mit zwei inkohärenten Freiheitsgraden (allgemeiner Fall der Rotation um einen festen Punkt) durchgeführt ist. Die Untersuchung führt zu einer Formel für die Rotationsenergie (spezifische Wärme) der Gase, die Euckens Beobachtungen an Wasserstoff sehr gut wiedergibt und zu einer Formel für die magnetische Suszeptibilität paramagnetischer Körper, die für tiefe Temperaturen einen von Null verschiedenen Grenzwert, für hohe den Curie-Langevinschen Wert ergibt. VALENTINER

W. Pauli jr. Zur Theorie der Dielektrizitätskonstante zweiatomiger Dipolgase. ZS. f. Phys. 6, 319—327, 1921, Nr. 5/6. Ganz analog zur Langevinschen Formel für die Suszeptibilität von paramagnetischen Substanzen bestimmt sich nach Debye die Dielektrizitätskonstante ε von Dipolsubstanzen nach der Formel

$$\frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \left(\frac{1}{3} \frac{\mu^2}{kT} + A \right) N,$$

in der μ das Dipolmoment, T die absolute Temperatur, N die Zahl der Moleküle im cm und A eine von der Temperatur unabhängige Konstante bedeuten. Nachdem sich nun gezeigt hatte, daß in der Langevinschen Formel für den Paramagnetismus der Zahlenfaktor $\frac{1}{3}$ durch einen anderen zu ersetzen ist, wenn man die Richtungsquantelung der Dipolachsen im äußeren Felde berücksichtigt, wird in der vorliegenden Arbeit die Frage aufgeworfen, ob dies auch im Debyeschen elektrischen Falle zutrifft. Es wird gezeigt, daß bei quantentheoretischer Behandlung in der Tat auch hier ein Zahlenfaktor auftritt, der von $\frac{1}{3}$ verschieden ist und dessen Wert nicht bei allen Molekülen derselbe ist. Im Falle zweiatomiger Dipolmoleküle wird er zu 1,5367 berechnet. Eine experimentelle Entscheidung zwischen der klassischen und der quantentheoretischen Formel kann nur dann getroffen werden, wenn das Dipolmoment der Substanzen auch noch auf anderem Wege als aus der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ermittelt oder wenigstens abgeschätzt werden kann. Dies ist bei den Halogenwasserstoffen der Fall, wo sich der Kernabstand aus den ultraroten Spektren berechnen läßt. Messungen der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten der Halogenwasserstoffe, die bis jetzt noch nicht ausgeführt sind, würden also eine Entscheidung zwischen der klassischen und der quantentheoretischen Formel ermöglichen. W. PAULI jr.

3. Mechanik.

Allvar Gullstrand. Allgemeine Lösung des statischen Einkörperproblem in der Einsteinschen Gravitationstheorie. S.-A. Arkiv för Matem., Astron. och Fysik 16, Nr. 8, 15 S., 1921. In der Fundamentalform

$$ds^2 = L du^2 + 2 M du dr + N dr^2 + Or^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2)$$

$$u = ct$$

des kugelsymmetrischen statischen Feldes läßt der Verf. auch die Koeffizienten L und O , abgesehen von den Grenzbedingungen für $r = \infty$, zunächst unbestimmt, sta-

nen, wie üblich, von vornherein die Werte $M = 0$ und $O = -1$ zu geben. Infolge dieser Erweiterung — [die offensichtlich auf Einführung einer neuen Zeit $\bar{t} = \bar{u} + f(\bar{r})$ und einer neuen radialen Koordinate $r = \varphi(\bar{r})$ an Stelle der üblichen r und \bar{r} hinauskommt, d. Ref.] — erhält er als allgemeine Lösung des Einkörperproblems

$$\left. \begin{aligned} Q &= -\sqrt[3]{\left(1 + \frac{\beta}{r^3}\right)^2} & L &= 1 - \frac{a}{r\sqrt{-O}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

$$O^2(LN - M^2) + 1 = 0$$

in der die Integrationskonstante β und eine der Funktionen M oder N von r willkürlich gewählt werden können, während a der doppelte Gravitationsradius der Zentralmasse ist. — Um die Perihelbewegung eines Planeten zu berechnen, führt der Verf. auf Vorschlag von Oseen das reziproke Radialmaß

$$q' = \frac{Q}{\sqrt{-O}} \quad \left(q = \frac{1}{r}\right) \dots \dots \dots (12)$$

ein, das — (da es mit dem üblichen übereinstimmt $q' = 1/\bar{r}$, d. Ref.) — in der bekannten Beziehung zum Bahnradius φ steht. Doch da der Verf. nicht q' , sondern q dem Reziproken der empirisch bestimmten Entfernung des Planeten vom Anziehungszentrum gleich setzt, so erhält er infolge der nach (7) in Q eingehenden willkürlichen Konstanten β das Ergebnis, „daß man, wenn die Perihelverschiebung auf dieselbe Weise wie bisher in der Einsteinschen Theorie berechnet wird, eine beliebige Perihelverschiebung mit derselben vorhersagen kann“. Der Winkel zwischen zwei aufeinanderfolgenden Perihelen ist nämlich:

$$\varphi = 2\pi G^{-1/2}$$

$$G = 1 - \frac{3a}{2}(q_1' + q_2') = 1 - \frac{3a}{2}\left(q_1 + q_2 - \frac{\beta}{3}(q_1^4 + q_2^4) + \dots\right).$$

Die „wahre Perihelverschiebung“, die von der Transformation (12) des Radiusvektors unberührt bleiben muß, kann dem Verf. zufolge nur berechnet werden, indem man den „Einfluß der Krümmung der Welt auf die betreffenden astronomischen Beobachtungen und auf die Theorie der Störungen mit in Rechnung“ zieht. E. KRETSCHMANN.

Albert Einstein. Eine einfache Anwendung des Newtonschen Gravitationsgesetzes auf die kugelförmigen Sternhaufen. Festschr. Kaiser Wilhelm-Ges. 1921, S. 50—52. Man kann den Radius kugelförmiger Sternhaufen der Größenordnung nach durch eine Kombination statistischer Methoden mit dem Newtonschen Gravitationsgesetz berechnen. Nach Poincaré und Clausius ist, wenn die statistische Verteilung im Haufen stationär bleibt, $L = \frac{1}{2}\Phi$ (L kinetische, Φ potentielle Energie). Sei N die Anzahl der Sterne und $v = \sqrt{\bar{v}^2}$ die mittlere Geschwindigkeit der einzelnen Sterne gegen den Schwerpunkt, so ist $L = N \frac{mv^2}{2}$. Die Dichte des Haufens nimmt nach außen ab; sie beträgt an einer beliebigen Stelle vom Radius r nach einer empirischen Formel

$$\varrho = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{N}{a^3} \left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{-5/2}.$$

Die Konstante a ist dadurch festgelegt, daß $2a$ gleich demjenigen Radius ist, in dem die Dichte auf 2 Proz. der zentralen Dichte gesunken ist. Φ läßt sich berechnen, wenn man die Materie als stetig mit der Dichte $\varrho \cdot m$ verteilt annimmt. Man erhält

$$\Phi = A \cdot \frac{k N^2 m^2}{a}$$

ist die Gravitationskonstante, $A = 0,6$. Hieraus wird

$$2a = 1,2 \frac{k N m}{v^2}.$$

Setzt man für den Sternhaufen im Herkules $N = 2000$, $m = 15$ Sonnenmassen, $v = 26$ km/sec, so erhält man $2a = 0,65$ Lichtjahre. Nach Helligkeitsschätzungen ist jedoch 100 Lichtjahre zu erwarten. Das Resultat verbessert sich, wenn man N nicht aus kurzen Expositionszeiten bestimmt, sondern 100mal so groß annimmt; denn es wird angenommen, daß die Zahl der lichtschwachen Sterne von größerer Masse in diesem Verhältnis größer ist als die Zahl der hellen Sterne. Dann ergibt sich $2a = 65$ Lichtjahre, was der Größenordnung nach stimmt.

REICHENBACH.

R. W. Woodward. Structural properties of metals and alloys. Amer. Mach. 55, 596—599, 636—638, 1921, Nr. 15 u. 16. Es wird das Verhalten verschiedener Metalle beim Zug- und Druckversuch unter Erklärung der wichtigsten Begriffe der Materialprüfung besprochen und kurz auf Scher- und Torsionsfestigkeit, Ermüdungsfestigkeit, Schlagprüfungen, Härte, Sprödigkeit, Schmiedbarkeit, Ziehbarkeit hingewiesen. In einer Tabelle sind die mechanischen Werte für eine Reihe von Metallen zusammengestellt. Von thermischen Eigenschaften sind von Wichtigkeit Ausdehnungskoeffizient, Schmelzpunkt und gelegentlich auch Wärmeleitfähigkeit, von elektrischen der spezifische Widerstand und sein Temperaturkoeffizient; beide sind bei der Temperaturmessung durch Widerstandsthermometer von Bedeutung, für die auch die Thermoelemente in Frage kommen. Bei den magnetischen Eigenschaften werden die Begriffe Magnetisierung, magnetische Induktion, Permeabilität, Sättigung und Remanenz erklärt; es wird darauf hingewiesen, daß eine magnetische Prüfung Aufschluß über die Vorbehandlung zu geben vermag. Optische Eigenschaften sind von geringerer Bedeutung, es kommt höchstens das Reflexions- und das Emissionsvermögen in Frage, letzteres bei der optischen Temperaturmessung. Es wird dann noch hingewiesen auf den Widerstand gegen Korrosion, der durch die Stellung in der elektrischen Spannungsreihe bedingt ist, und die Dichte.

BERNDT.

Siegwart Felden. Zur Beschaffenheits- und Eignungsprüfung von Stahl und Eisen. Die Werkzeugmasch. 25, 619—622, 1921, Nr. 34. Überblick über die wichtigsten Forschungen aus dem im Titel genannten Gebiet (ohne Angabe der Literaturstellen). Besprochen werden die Funkenprobe von Eisen und legierten Stählen, die Untersuchungen von Fettweis über die Blaubrüchigkeit und das Altern des Eisens, von P. Ludwik über die Änderungen der Metalle durch Kaltreckung und Legierung, von W. D. Richardson über die Zerfressung von Eisen und Stahl, sowie über die Lösungsverhältnisse von Eisen und Stahl in nicht oxydierenden und in oxydierenden Säuren, von Fürstenau über die Prüfung durch Röntgenstrahlen (D. R.-P.), von S. L. Malowan über den Nachweis des Molybdäns in Stahl und Eisen (durch die Rotfärbung, welche Molybdänverbindungen in saurer Lösung mit Xanthogensäure und ihren Salzen in Gegenwart von Alkohol geben), von J. Habscheidt über den Einfluß des Siliciumgehaltes im Roheisen, von E. Kothny über den Einfluß der Wärmebehandlung auf die Qualität des Stahlgusses, sowie die Erzeugung von Edelstahl; ein den Stahlwerken Richard Lindenberg A.-G. durch D. R.-P. geschützter Schnellarbeitsstahl (0,6 bis 1,2 Proz. C, 1,0 bis 2,0 Proz. Mn, 0,1 bis 0,3 Proz. Si, 3,0 bis 10,0 Proz. Cr, 1,0 bis 5,0 Proz. Co und eventuell 0,15 bis 2 Proz. Va); die von A. O. Ward angegebene Analyse von Schnellstahl; die Untersuchungen von K. Meerbach über die Reißbildung in Stahlwalzen; die Prüfung der Gefügebearbeitung von Metallgegenständen, wie Stahlkugeln und ähnliches durch Ätzen (D. R.-P. der Deutschen Waffen- und Munitionsfabriken), die Untersuchungen von E. H. Schulz über Blockseigerung und von B. Osann über Druckseigerung, sowie von K. Harnecker über umgekehrten Hartguß (während die neueren Untersuchungen hierüber fehlen). Der Beschluß bildet ein Patent der A. E. G. über die Untersuchung von Metalloberflächen.

f Verschiedenheit ihrer Zusammensetzung, indem bestimmte Bezirke durch Aufsetzen eines geeigneten Elektrolyten zu Elektroden eines galvanischen Elementes gemacht werden.

BERNDT.

Leslie Aitchison. Chromium steels and iron. Engineering 112, 771—772, 805 1907, 1921, Nr. 2918 u. 2919. Legierte Stähle zeichnen sich durch hohe Festigkeit und Zähigkeit, sowie leichte Härtparkeit bei gleichmäßigem Gefüge in diesem Zustande aus. Als nachteilig wird der hohe Preis, die Neigung zu Oberflächenfehlern und die schwierige Bearbeitung angeführt. Für den Automobilbau ist die Härtung bei Luftkühlung unerwünscht, während die übrigen guten Eigenschaften gefordert werden. Dies wird erfüllt durch die Nickelstähle, die aber wesentlich teurer als die Chromstähle sind; diese haben auch den Vorteil hohen Widerstandes gegen Korrosion und Zunderung. Chromzusatz steigert die Festigkeit und Härte und erhöht die kritischen Punkte. Die Chromstähle sind beim Abschrecken auch nicht so empfindlich gegen die Temperatur; die dabei eintretende Unterkühlung hängt von dem Gehalt an Chrom und Kohlenstoff und von der Erhitzungstemperatur ab. Infolge ihrer hohen Härte kann man bei ihnen auch mit der Anlaßtemperatur höher gehen. Wie durch Versuche nachgewiesen wurde, erhält man für den Automobilbau geeignete Stähle schon durch Zusatz von 3 Proz. Chrom, während bei kleineren Stücken bereits bis 1,5 Proz. genügen. Bei mittlerem Kohlenstoffgehalt ist der Einfluß des Chromzusatzes anfänglich groß, dann wird ein ziemlich breites Maximum erreicht. Dieser Einfluß wird aber wesentlich übertroffen durch den des Kohlenstoffgehaltes. Auch durch die nichtrostenden Stähle werden die beim Automobilbau geforderten mechanischen Eigenschaften erfüllt. Der Zusatz von Vanadium zu den Chromstählen bietet anscheinend keine mechanischen Vorteile; dasselbe gilt für den vollständigen Ersatz des Chroms durch Vanadium, wie durch Versuche nachgewiesen wurde.

BERNDT.

Compressibility of brasses at temperatures up to 800 deg. C. Engineering 12, 770, 1921, Nr. 2918. Ausführliches Referat über die Arbeiten von Doerrinckel und Trockels in ZS. f. Metallkde. 12, 340, 1920 und 13, 305, 1921 (s. diese Ber. 2, 1921).

BERNDT.

Riabouchinski. Mouvement cyclique d'un liquide autour d'un solide qui se meut parallèlement à une paroi rectiligne. C. R. 173, 25—26, 1921, Nr. 1. Aus Gleichungen von W. Thomson kann man eine Formel ableiten für die Kraft, welche ein Körper mit Zirkulationsströmung in einer Flüssigkeit erfährt, wenn die Flüssigkeit durch eine feste Wand parallel der Strömungsrichtung begrenzt ist. Die Betrachtung beschränkt sich auf zweidimensionale Bewegungsvorgänge. Für unendlich großen Abstand von der Wand geht der Ausdruck über in die bekannte Formel von Jonkowsky für den Auftrieb von Tragflügeln. Der Verf. berechnet nun auf Grund dieser Formel die Kraft für den Fall, daß der Körper ein Kreisrinder ist.

A. BETZ.

Paul Appell. Sur le mouvement périodique d'un fluide. C. R. 172, 885—886, 1921, Nr. 15. Der Verf. stellt eine besondere Eigenschaft von periodischen Flüssigkeitsbewegungen fest. Ist $\varphi(x, y, z, t)$ eine solche periodische Funktion von t mit der Periode T , so hat das Integral $\int_t^{t+nT} \frac{\partial \varphi}{\partial t} dt$ den Wert 0, wenn man x, y, z konstant läßt und mit n eine ganze positive Zahl bezeichnet. Diese Eigenschaft ist analog der Beziehung $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$ bei stationären Strömungen. Die periodischen Flüssigkeitsbewegungen lassen sich nach Fourierreihen entwickeln.

WIESELSBERGER.

J. Grialou. Sur le mouvement irrotationnel et permanent d'un liquide, les trajectoires étant planes et verticales et le régime permanent. C. R. 173, 459—461, 1921, Nr. 10. Der Verf. stellt einen allgemeinen Ausdruck für die Geschwindigkeit auf, wenn eine ebene drehungsfreie Flüssigkeitsbewegung vorliegt, bei welcher die Strömung in vertikalen Ebenen erfolgt. Verlangt wird nur, daß die Kontinuitätsgleichung erfüllt wird, und daß die Wirbelstärke an jeder Stelle Null ist. Die Geschwindigkeit V drückt sich im allgemeinsten Falle in der Form aus $V = Ce^{(ax + c)s + Cx}$, wobei C , a , b und c Konstanten sind. Es wird ferner der Ausdruck für die Geschwindigkeitskomponenten und für den Druck in jedem Punkt der Flüssigkeit angegeben.

WIESELSBEBGER.

Friedrich Gebers. Das Ähnlichkeitsgesetz für den Flächenwiderstand im Wasser geradlinig fortbewegter, polierter Platten. Schiffbau 22, 687—690, 713—717, 738—741, 767—770, 791—795, 842—845, 899—902, 928—930, 1921, Nr. 29—33, 35, 37, 38/39. In sehr ausführlicher und gründlicher Form wird der Nachweis der Gültigkeit des von Reynolds in eine geschickte Form gebrachten Ähnlichkeitsgesetzes für den Flächenwiderstand von Platten mit einer bislang noch nicht erreichten Genauigkeit und in größerem Umfange der Länge und Geschwindigkeit ausgeführt. Es hat sich dabei gezeigt, daß außer dem Formwiderstand noch ein besonderer Widerstand für die Längskanten berücksichtigt werden muß. Beides ist versucht. Der Vergleich mit den Froudeschen Werten hat ergeben, daß die neuen Werte erheblich geringer sind. Sie stimmen aber gut mit denen der Dresdener Untersuchung des Verfassers und denen von McEntee überein. Weitere Versuche sind wünschenswert und beabsichtigt (s. auch staatl. techn. Versuchsamt Wien 9, 33—46, 1920, Nr. 2—4; diese Ber. 2, 302, 1921.)

BOYKOW

A. Fliegner. Der unstetige Vorgang beim Ausströmen der Gase. Vierteljahrsschr. Naturf. Ges. Zürich 66, 71—86, 1921, Nr. 1/2. Beim Ausströmen eines Gases aus der Ausflußmündung eines Gefäßes in einen Raum von konstantem niedrigen Druck tritt außerhalb der Mündungsebene ein unstetiger, nicht umkehrbarer Vorgang auf. Der Verf. leitet die Formeln ab für die Bewegung der Gasmasse außerhalb der Mündungsebene unter der Annahme einer gut abgerundeten Mündung (Gasteilchen auf parallelen Bahnen durch die Mündungsebene) von kreisförmigem Querschnitt. Es gelingt die Ableitung durch Zerlegung des Vorganges in zwei Teilvorgänge; von denen besteht der erste in dem Austreten eines Gaszylinders unter dem Druck, Volumen, Temperatur, Geschwindigkeit in der Mündungsebene. Der zweite Teilvorgang besteht in der Einwirkung des geringeren Druckes in dem Raum, in den das Gas strömt, auf den Gaszylinder. Den Strömungsverlauf rechnet der Verf. für ein bestimmtes Zahlenbeispiel durch; aus seinen Tabellen kann man die Ausbreitung des Strahles in größerer Entfernung von der Öffnung für dieses Beispiel entnehmen. Soweit man das Resultat mit der Erfahrung vergleichen kann, wird es von ihr bestätigt (Schlierenbilder von Emden). Der Verf. knüpft an die Ableitung eine weitere Diskussion darüber an, wieweit der äußere, geringere Druck nach der Strahlachse des ausströmenden Gases fortgepflanzt wird, wie die für vollkommene Gase geltenden Formeln für Dämpfe zu erweitern sind und worin die Vorteile einer Lavalschen (divergenten) Düse, wenn solche wirklich bestehen, gegenüber der gut abgerundeten Mündung nur liegen können.

VALENTINER

R. Brinkman und Frl. E. van Dam. Eine einfache und schnelle Methode zur Bestimmung der Oberflächenspannung von sehr geringen Flüssigkeitsmengen. Münch. med. Wochenschr. 68, 1580, 1921, Nr. 48. Die Oberflächenspannung

wird in der Weise bestimmt, daß man einen kleinen Platinring in die in einem Uhr-
glas befindliche Flüssigkeit eintauchen läßt, und mittels einer Hartmannschen Tor-
tionswaage das Gewicht K ermittelt, welches zum Losreißen des Ringes erforderlich
ist. Ist G das Gewicht der am Ringe haftenden Flüssigkeit, so wird die Ober-
flächenspannung

$$\sigma = \frac{K - G}{L},$$

wo L eine Konstante ist, deren Wert am besten durch Vergleich mit einer Flüssig-
keit bekannter Kapillarität gefunden wird. Wasser und organische Flüssigkeiten er-
geben verschiedene Größen von L .

Es wurde gefunden nach Eichung mit Propionsäure:

	Beob. (neues Verfahren)	Alter Wert	Beobachter
-Buttersäure	26,3	26,3	Ramsay u. Shields
isoamylalkohol	22,9	23,3	Cantor
propylalkohol	23,3	23,6	Ramsay u. Shields
Benzol	28,3	28,8	Volkman
Pyridin	35,4	36	Dutro

H. R. SCHULZ.

Philip Varnum Wells. Sur l'épaisseur des lames stratifiées. Ann. de phys.
(9) 16, 69—110, 1921, Sept./Okt. Die Dicke d von Flüssigkeitslamellen läßt sich sowohl
durch die bei Reflexion auftretende Interferenzfarbe im Vergleich mit den Farben
einer Kristallplatte im durchgehenden Licht, als auch durch photometrischen Ver-
gleich unter Benutzung monochromatischen Lichtes (erzeugt durch Wrattenfilter)
bestimmen, wenn der Brechungsindex auf anderem Wege ermittelt wird, wozu die
Beobachtung des Polarisationswinkels dienen kann. Die Versuche zeigten, daß das
Farrische Gesetz streng erfüllt ist, nach welchem die Dicke jedes Fleckes ein
ganzes Vielfaches einer Elementarschicht von etwa 5μ ist. Benutzt wurden eine
proz. Lösung von Kaliumoleat in Wasser, eine Lösung von 65 Proz. Glycerin, 15 Proz.
Wasser, 5 Proz. Kaliumoleat, 15 Proz. Uranin, und eine solche mit 55 Proz. Glycerin,
5 Proz. Zucker, 15 Proz. Uranin, 5 Proz. Kaliumoleat. Die Elementardicke ergab
sich für diese zu etwa $4,4 \cdot 10^{-7}$ cm, so daß unter Berücksichtigung des Brechungsindex
und der Beobachtungsergebnisse von Langmuir und Marcelin für den schwarzen
Fleck eine bimolekulare Schicht anzunehmen sein würde. Dickere Schichten entstehen
durch Übereinanderlagern weiterer, ebenfalls bimolekularer Schichten. H. R. SCHULZ.

F. Freundlich. Über Konzentrations- und Potentialgefälle an Grenz-
flächen. ZS. f. Elektrochem. 27, 505—511, 1921, Nr. 21/22. An der Grenzfläche
zweier Phasen bildet sich eine besondere Grenzflächenschicht aus, da z. B. ein ge-
löster Stoff die Oberflächenspannung des Wassers, d. h. die einem kleinsten Werte
zustrebende freie Oberflächenenergie pro Quadratzentimeter, erniedrigt. Dadurch wird
die Anreicherung der Oberflächenschicht an gelöstem Stoff hervorgerufen, welcher
durch dessen Lösebestreben eine Grenze gesetzt wird. Die Adsorption von Gasen an
festen Stoffen kann in derselben Weise gedeutet werden, da auch festen Stoffen eine
Oberflächen- bzw. Grenzflächenspannung zukommt, was sich jedoch, da diese Spannung
nur in Ausnahmefällen gemessen werden kann, experimentell schwierig prüfen läßt.
Die von Haber (ZS. f. Elektrochem. 20, 521, 1914) und von Langmuir (Journ. Amer.
chem. Soc. 40, 1361, 1918) entwickelte Ansicht, nach der die Adsorption auf der Ab-
stimmung der aus der Oberfläche fester Stoffe herausragenden Restvalenzen durch

andere Molekeln beruht, ist von der vorigen nur scheinbar verschieden. Die Adsorption von Nichtelektrolyten und von schwachen Elektrolyten durch feste Stoffe hat mit derjenigen der Gase sehr viele Eigentümlichkeiten gemeinsam. Dies wird an der Tatsache näher ausgeführt, daß die Adsorption in wässerigen Lösungen an verschiedenen Grenzflächen ein wenig spezifisches Verhalten zeigt, wobei namentlich die Traubesche Regel erörtert wird, nach welcher die Adsorbierbarkeit organischer Verbindungen mit dem Ansteigen in homologen Reihen in charakteristischer Weise zunimmt. Diesem Anwachsen geht dasjenige der Erniedrigung der Oberflächenspannung parallel. Die Adsorption eines Elektrolyten ist in vielen Fällen von derjenigen eines Nichtelektrolyten wohl zu unterscheiden, obwohl auch hier die Möglichkeit vorliegt, daß Kation und Anion durch Restvalenzen gebunden werden. Über den weiteren Inhalt der Abhandlung vgl. man die vom Verf. gemeinsam mit P. Rona (Berl. Ber. 1920, S. 397) veröffentlichte Arbeit, über die in diesen Ber. **1**, 1493, 1920 berichtet wurde.

BÖTTGER.

W. Herz. Über den Zusammenhang der inneren Reibung organischer Flüssigkeiten mit anderen Eigenschaften. ZS. f. Elektrochem. **27**, 518—521, 1921, Nr. 21/22.

I. Satz: Das Verhältnis der Koeffizienten der Oberflächenspannung γ_s und der inneren Reibung η_s (beide beim Siedepunkte gemessen) ist für eine Anzahl einfacher organischer (nichtassoziierten) Flüssigkeiten „ziemlich konstant“, ebenso das Verhältnis: $\frac{\text{Kritischer Druck } p_k}{\eta_s}$.

$\left[\frac{\gamma_s}{\eta_s} \right]$ schwankt zwischen $5,0 \times 10^3$ (Äthylenbromid) und $7,1 \times 10^3$ (m-Xylol);

$\frac{p_k}{\eta_s}$ schwankt zwischen $1,2 \times 10^4$ (Äthylpropionat; Oktan; Propylacetat; Äthylenchlorid; Äthylidenchlorid; Heptan) und $1,8 \times 10^4$ (Methylformiat)].

II. Satz: $\frac{M\gamma_s}{T_s d_s} = \text{Const.}$; $\frac{L d_s}{\gamma_s} = \text{Const.}$; ebenso $\frac{M\eta_s}{T_s d_s} = \text{Const.}$; $\frac{L d_s}{\eta_s} = \text{Const.}$

M = Molekulargewicht;

L = Verdampfungswärme;

d_s = Dichte bei der Siedetemperatur T_s .

$\left[\frac{\eta_s M}{T_s d_s} \right]$ schwankt zwischen $6,7 \times 10^4$ (Methylformiat) und $11,3 \times 10^4$ (Äthylidenchlorid);

$\frac{L d_s}{\eta_s}$ schwankt zwischen $3,2 \times 10^4$ (Methylformiat) und $2,0 \times 10^4$ (Chloroform; Oktan)].

III. Satz: $\frac{\eta_s M R}{T_k} = \text{Const.}$ [schwankt zwischen $1,1 \times 10^{-4}$ (Äthylformiat; Methylpropionat; Äthylacetat; Äthylchlorid) und zwischen $2,2 \times 10^{-4}$ (Äthylenbromid)].

T_k = Kritische Temperatur.

$M R$ = Molekularrefraktion.

$\frac{\eta_s \cdot M R}{T_s} = \text{Const.}$ [schwankt zwischen $1,6 \times 10^{-4}$ (Äthylformiat; Essigsäureanhydrid) und zwischen $3,2 \times 10^{-4}$ (Äthylenbromid)].

Satz: $\frac{\eta_s \cdot n}{T_s} = \text{Const.}$ [schwankt zwischen $0,85 \times 10^{-4}$ (Isopren) und $1,39 \times 10^{-4}$ (Oktan)].

n = Anzahl der Atome in der Verbindung.

Satz: $\frac{c_k \eta_s}{T_s} = \text{Const.}$ [schwankt zwischen $9,0 \times 10^{-8}$ (Äthylformiat) und $12,6 \times 10^{-8}$ (Äthylidenchlorid)].

v_k = Kritisches Volum.

$\frac{v_k \cdot \eta_s}{T_k} = \text{Const.}$ [schwankt zwischen $5,8 \times 10^{-8}$ (Äthylformiat) und $8,0 \times 10^{-8}$ (Äthylidenchlorid)].

Stöckl.

Anna von Fischer. Untersuchungen über die Viskosität von Acetylcellulosen. Kolloid-ZS. 29, 260—265, 1921, Nr. 5. Apparat: Kapillarviskosimeter von Oswald (Dimensionen des Apparates: Inhalt der Kugel: 25 cm, Durchmesser der Kapillare: 2,5 mm, Länge der Kapillare: 150 mm). Temperatur 18°. — Lösungsmittel für Acetylcellulose entweder Aceton (Siedep. 56,5° C) oder Gemisch von Aceton und Äthylalkohol (mit 70,8 bis 90 Vol.-Proz. Aceton). Gemessen wurden die Durchflußzeiten von 7 Proz. Acetylcelluloselösungen in Aceton bzw. in den genannten Gemischen; diese Durchflußzeiten sind in Tabellen teilweise angegeben, jedoch keine Zähigkeitskoeffizienten. Die Abhängigkeit der Durchflußzeit von der Acetonkonzentration in Alkohol-Acetongemischen ist in Zeichnungen dargestellt; aus denselben ergibt die Verfasserin folgende Sätze ab:

1. Ein Viskositätsminimum in Alkohol-Acetongemischen bei 90 Vol.-Proz. Aceton deutet stets auf technisch unbrauchbare Acetylcellulosen.
2. Gut brauchbare Acetylcellulosen weisen stets ein Viskositätsminimum in Alkohol-Acetonlösungen mit 80 Vol.-Proz. Aceton auf.
3. Zusatz von Japancampher und Triacetin erhöht die Viskosität der Acetylcelluloselösungen in reinem Aceton.
4. Zusatz von Dichlorhydrin und p-Toluolsulfamid wirkt auf die einen Acetylcellulosen viskositätserhöhend, auf andere wieder viskositätserniedrigend ein.
5. Eine 7proz. Acetylcelluloselösung in reinem Aceton zeigt eine starke Abhängigkeit der Viskosität von der Temperatur: Die Durchflußzeiten nehmen von 13 min 48 sec bei 18° C bis 6 min 18 sec bei 40° C ab.

Bei dem gleichen Apparat untersucht die Verfasserin die Viskosität von Nitrocellulose in Campheralkohol bei 18° C (300, 400, 500, 750 g Japancampher in 1 Liter Alkohol). Die Viskositätsmessungen ergaben auch hier zwei Arten von Nitrocellulosen; bei der einen sank die Viskosität mit steigendem Camphergehalt der Lösungen (diese Arten erwiesen sich als sehr gut brauchbar für die Fabrikation von Celluloid). Bei den anderen Nitrocellulosearten wurde die Viskosität durch höheren Campherzusatz erhöht. (Nitrocellulosen dieser Art sind für die Fabrikation von Celluloid fast unbrauchbar.)

Stöckl.

O. Rankine and C. J. Smith. On the Viscosity and Molecular Dimensions of Gaseous Ammonia, Phosphine, and Arsine. Phil. Mag. (6) 42, 601—614, 1921, Nr. 251. Um die Art, wie die Atome in Molekülen, welche in chemischer Hinsicht so ähnlich aufgebaut sind, aneinander gebunden sind, zu erforschen, wurden die Zähigkeitskoeffizienten in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur und die Größe der Molekeln von NH_3 , PH_3 , AsH_3 bestimmt.

Apparat: Siehe Rankine, Proc. Roy. Soc. (A) **84**, 182, 1910: Die Glasröhren bilden ein in sich geschlossenes System; ein Teil ist eine Kapillare, der andere Teil eine weitere Röhre mit einem Hg-Pfropfen, welcher das Gas durch die Kapillare treibt. Änderung in der Beobachtungsmethode gegen früher wie von Kuenen und Visser (Comm. Leiden Nr. 138, S. 3, 1913) vorgeschlagen. (Der Hg-Pfropfen wird einmal im ganzen und dann in mehreren Teilpfropfen verwendet.)

Ergebnis: $\text{NH}_3: \eta_{100} = 1303 \times 10^{-7}$ C (Sutherland) = 370 (?)

$\text{PH}_3: \eta_{15} = 1129 \times 10^{-7}$ $\eta_{100} = 1,285$
 $\eta_{100} = 1450 \times 10^{-7}$ η_{15}

C (Sutherland) = 290

$\text{AsH}_3: \eta_{15} = 1552 \times 10^{-7}$ $\eta_{100} = 1,287$
 $\eta_{100} = 1997 \times 10^{-7}$ η_{15}

C (Sutherland) = 300

Molekelgröße: Berechnung nach der Formel von Chapman [Phil. Trans. (A)

216, 347]:

$$4\pi\sigma^2 = \frac{0,491 (1 + \varepsilon_a) \rho \bar{V}}{\sqrt{2} \nu \eta \left(1 + \frac{C}{T}\right)}$$

σ = Molekelradius,

ρ = Dichte des Gases,

\bar{V} = mittlere Molekelgeschwindigkeit,

ν = Anzahl der Moleküle in 1 cem (= $2,705 \cdot 10^{19}$ bei 0°C und 76 cm Druck nach Millikan),

η = Koeff. der inneren Reibung,

C = Sutherlands Konst.,

T = absolute Temp.,

$(1 + \varepsilon_a) = 1$ gesetzt,

$\pi\sigma^2 = \bar{A}$ wird als Mittelwert des Querschnittes der Moleküle betrachtet, wie er für die Molekelstöße in Betracht kommt.

Gas	\bar{A}	Gas	\bar{A}	Unterschied
NH_3	0,640	Neon	0,417	0,223
PH_3	0,911	Argon	0,648	0,263
AsH_3	0,985	Krypton	0,757	0,228

(\bar{A} ausgedrückt in $\text{cm}^2 \times 10^{-15}$).

Mit Rücksicht auf die oben angegebene Verbesserung nach Kuenen und Visser verbesserte Rankine die Molekelgrößen für die Edelgase [Proc. Roy. Soc. (A) **96**, 360, 1921] und gibt folgende Tabelle:

Gas	Frühere Werte			Neue Werte		
	C Sutherland	$A = \pi\sigma^2$	2σ	C	$A = \pi\sigma^2$	2σ
Neon . . .	56	0,435	2,35	69	0,417	2,30
Argon . . .	162	0,648	2,87	162	0,648	2,87
Krypton . .	188	0,797	3,19	212	0,757	3,10
Xenon . . .	252	0,970	3,51	283	0,915	3,41

Flächen sind in $\text{cm}^2 \times 10^{-15}$, Durchmesser in $\text{cm} \times 10^{-8}$ angegeben.

Die Unterschiede zwischen Neon und NH_3 , Argon und PH_3 , Krypton und AsH_3 sind annähernd gleich — in Übereinstimmung mit der Theorie von Lewis-Langmuir; dieser jeweilige Zuwachs ist in der Anlagerung der drei Kerne dieser Wasserstoffatome an das N-, P-, As-Atom begründet; damit vollendet sich jene Anordnung der Elektronen, wie sie dem entsprechenden Edelgasatom eigen ist. Stöckl.

A. O. Rankine and C. J. Smith. On the Viscosities and Molecular Dimensions of Methane, Sulphuretted Hydrogen, and Cyanogen. Phil. Mag. (6) 42, 615–620, 1921, Nr. 251. Methode: wie vorstehend. Ergebnis:

Gas	$\eta \times 10^{-7}$			C Sutherland	A in $\text{cm}^2 \times 10^{-15}$ Molekülquerschnitt
	17°C	100°C	0°C		
Methan	1094	1363	1035	198	0,772
H_2S	1251	1610	1175	331	0,773
Cyan.	995	1281	935	330	1,21

Die in Proc. Roy. Soc. (A) 99, 331, 1921 und diese Ber. 2, 1200, 1921 mitgeteilten Werte erfahren aus dem oben angeführten Grunde [vorstehendes Referat] eine kleine Änderung.) Das Cyanmolekül hat beinahe die gleiche Ausdehnung wie das Brommolekül; ihre Querschnitte sind $1,21 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ bzw. $1,28 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$. Stöckl.

V. Fraenkel und H. Houben. Über die Diffusionsgeschwindigkeit in festen Gold-Silbermischkristallen und die Messung des Diffusionskoeffizienten von Gold und Silber bei 870°C. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 2, 38–39, 1921, Nr. 2. Vgl. diese Ber. 2, 665, 1921. VALENTINER.

L. Fajans. Löslichkeit und Ionisation vom Standpunkte der Atomstruktur. Die Naturwissenschaften 9, 729–738, 1921, Nr. 37. Zusammenfassender Bericht über die neuesten (teilweise noch nicht veröffentlichten) Arbeiten über die Größe von freien Ionen und über die Energieänderung bei deren Auflösen in Wasser (Hydratationswärme der Ionen), ferner über den Zustand der Ionen in Lösung und über die Natur des Lösungs- und Ionisierungsvorganges bei Salzen. — Die Größen der Ionenradien in folgender Tabelle sind unter der Voraussetzung berechnet, daß in den aufgezählten Alkali- und Halogenionen acht der äußersten Elektronen die Ecken eines Würfels einnehmen (die Zahlen stellen die Radien der diesem Würfel umschriebenen Kugeln dar):

Ionenradien in 10^{-8} cm .

Alkaliionen	Ionenradius k	Halogenionen	Ionenradius a	$a:k$
Na	0,517	F	0,75	1,45
K	0,794	Cl	0,953	1,20
Rb	0,914	Br	1,021	1,12
Cs	(1,07)	J	1,122	(1,05)

Der Abstand zweier benachbarter Na^+ - und Cl^- -Ionen im Chlornatriumgitter ist $316 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ (experim. bestimmt); die Summe der Radien der beiden Ionen ist aber $517 + 0,953 = 1,470 \times 10^{-8} \text{ cm}$, d. h. die Lage der Ionen im Kristall ist durchaus nicht so, daß Atom an Atom grenzt. — Für die Alkalihalogenide wird zuerst folgende Beziehung zwischen Ionengröße und Löslichkeit abgeleitet, welche vielfach erfüllt ist:

„In einer Reihe von Salzen mit demselben Kation (Anion) und verschiedenen Anionen (Kationen) weist die Löslichkeit ein Minimum auf, wenn Kation und Anion ungefähr gleich groß sind; die Löslichkeit steigt mit wachsendem Unterschiede der Ionenradien“. Neben der Größe der Ionen hat auf die Löslichkeit noch die Ladung und die Struktur der Ionen großen Einfluß (die Wirkung dieser drei Größen auf das Wasser wird als hydrophile Wirkung der Ionen bezeichnet). Ein quantitatives Maß dieser hydrophilen Wirkung der Ionen finden wir in der Hydratationswärme (Lösungswärme) gasförmiger Ionen. Auf Grund verschiedener Überlegungen wird die Vermutung ausgesprochen, daß für die Löslichkeit nicht die relative Ionengröße sondern die relative Hydratationswärme des betreffenden Salzes maßgebend ist: „Bei Alkalihalogeniden weist bei verschiedenen Salzen desselben Kations (Anions) die Löslichkeit bei gleicher Hydratationswärme des Anions und Kations ein Minimum auf und wächst mit steigender Differenz der Hydratationswärmen“. Weitere Betrachtungen über diese Größe führen zu dem Schlusse, daß die doppelt geladenen Ionen eine etwa viermal größere Hydratationswärme haben als die einfach geladenen. Der Umstand, daß die Hydratationswärme größer wird, wenn die Größe der Ionen abnimmt, und wenn ihre Ladung wächst, zeigt, daß die Hydratationswärme das energetische Resultat einer elektrostatischen Wirkung der Ionen auf das Wasser vorstellt. Die elektrostatische Wirkung der Ionen (und zwar beider Vorzeichen) auf ein nach außen elektrisch neutrales Gebilde, wie es die Wassermolekeln sind, wird erklärt: 1. durch die besondere Anordnung der Elektronen im Wassermolekül; 2. dadurch, daß die Wassermolekeln Eigenschaften von Dipolen haben. Dieselben haben im neutralen flüssigen Wasser alle möglichen Orientierungen; bei Annäherung eines Gations werden unter dem Einflusse seines elektrischen Feldes die Dipole orientiert (d. h. die Wassermolekeln polarisiert). Dabei müssen die Ionen eine anziehende, eine zusammenziehende Wirkung auf die Wassermolekeln ausüben: die Wirkungen der Elektrostriktion. Die Tatsache, daß das Volumen einer Lösung kleiner sein kann als die Summe der Volumina der Bestandteile, ja sogar kleiner als das Volumen des Lösungsmittel allein wird durch diese zusammenziehende Wirkung der gelösten Ionen auf die Moleküle des Wassers erklärt. Die zusammenziehende Wirkung verschiedener Ionen erweist sich als weitgehend parallel der Hydratationswärme der Ionen. Dieser Parallelismus ist deshalb wichtig, weil man umgekehrt aus der Raumbeanspruchung und aus der zusammenziehenden Wirkung der Ionen in Lösung auch in zahlreichen Fällen Schlüsse auf deren hydrophile Wirkung ziehen kann, wo die Hydratationswärme noch unbekannt ist. — Hinsichtlich der Löslichkeit lassen sich die Halogenionen in drei Gruppen einteilen:

1. bei den Salzen des F^- , das stärker hydrophil als alle Alkaliionen ist, steigt die Löslichkeit mit steigendem Ionenhalbmesser (von Li bis Cs), also mit fallender hydrophiler Wirkung des Kations;
2. bei dem mittelstark hydrophilen Cl^- und Br^- zeigt sich ein Minimum;
3. bei dem J^- , das schwächer hydrophil als die Alkaliionen ist, fällt die Löslichkeit mit steigendem Radius des Kations.

Bei Betrachtung der Löslichkeit der übrigen Alkalisalze kann man alle anderen Anionen in diese drei Gruppen einordnen:

1. wie F^- verhält sich das sehr stark hydrophile CO_3^{--} ;
2. wie Cl^- und Br^- das mittelstarke SO_4^{--} ;
3. wie J^- die meisten großen einwertigen (z. B. ClO_3^-) und die sehr großen zweiatomigen ($Cr_2O_7^{--}$; $PtCl_6^{--}$), also die relativ zu den Alkaliionen schwach hydrophilen Anionen.

Bei den Salzen der zweiwertigen (also stärker hydrophilen) Erdalkalitionen (Mg bis Ba) verschiebt sich die Einordnung der Anionen in die drei Gruppen: hier zeigen Fluoride und Carbonate ein Minimum der Löslichkeit (bei Ca bzw. Sr), wie bei den Alkalien etwa die Chloride und Sulfate, während bei den Sulfaten bereits eine mit steigendem Ionenhalbmesser des Kations (von Mg bis Ba) fallende Löslichkeit zu beobachten ist. Bei den vierwertigen (also besonders stark hydrophilen) Kationen des Th; Ir; Ce; Th fällt die Löslichkeit bereits beim Fluorid sehr stark in der angegebenen Reihenfolge, welche die der steigenden Ionenradien, also abnehmender hydrophiler Wirkung ist. Es verhält sich also das Fluorion gegen die zweiwertigen Metallionen so, wie das Cl-Ion oder Br-Ion gegen die einwertigen, und gegen die vierwertigen bereits so, wie das Jodion gegen die einwertigen. Also hängt die Löslichkeit vieler anderer Salze, ähnlich wie bei den Alkalihalogeniden, mit der relativen Stärke der hydrophilen Wirkung der beteiligten Ionen zusammen. — Das Lösungsvermögen und das Ionisationsvermögen einer Reihe von Lösungsmitteln wächst mit steigender Dielektrizitätskonstante. Die Fähigkeit eines Salzes, sich mit Wasser zu kristallisierten Hydraten (Komplexsalzen) zu vereinigen, steigt im allgemeinen mit der Löslichkeit des anhydrischen Salzes. Zum Schlusse wird folgendes Bild von den Erscheinungen der Löslichkeit, Ionisation und Komplexbildung entworfen: Kommt Wasser in Berührung mit einer Salzmenge oder mit einem Kristall, so wirken beide Ionen des Salzes auf das Wasser ein. Im Sinne der elektrostatischen Auffassung nach Kossel nimmt Fajans an, daß diese Wirkung im allgemeinen um so stärker ist, je stärkere Ladung die Ionen tragen und je kleiner sie sind. Sie hängt außerdem noch wesentlich von der Struktur der Ionen ab. Als Resultat der Einwirkung der Ionen auf das Wasser kann dieses entweder in den Kristall unter Bildung eines festen Hydrates aufgenommen werden, oder es tritt so viel Wasser hinein, daß eine Lösung entsteht, in welcher die Ionen unabhängig voneinander frei beweglich sind. In beiden Fällen müssen die Ionen mehr oder minder auseinander geschoben werden, was unter Energieverbrauch stattfindet. Diese Energie wird durch die Anlagerung des Wassers geliefert, welches sich zwischen die Ionen einschiebt, also durch die Hydratation der Ionen. Die Leichtigkeit, mit welcher das Ganze stattfindet, wächst nicht mit steigender hydrophiler Wirkung beider Ionen, sondern bei einer großen Gruppe von Salzen mit dem Unterschied in dieser Wirkung. Die Ionen scheinen also um das Wasser zu konkurrieren, und sie gehen um so leichter auseinander, je entschiedener das Wasser an einer der beiden Ionen angelagert wird. Zur physikalischen Erklärung dieses Vorganges stellt Fajans eine thermodynamische Betrachtung an. Nach dem Nernst'schen Theorem hängt die Lage des Lösungsgleichgewichtes ab:

1. von der Lösungswärme;
2. von den spezifischen Wärmen der beteiligten Stoffe;
3. von den chemischen Konstanten der Lösungsionen.

Die Lösungswärme ist die Resultante zweier Wärmewirkungen:

- a) der Energie, die zur Trennung der Ionen aufgebraucht werden muß (Ionisationsarbeit, Gitterenergie);
- b) der Wärme, die bei der Hydratation der Ionen zu erhalten ist.

Die Hydratation in Lösung beruht auf Polarisierung aller umgebenden Wassermolekeln und auf deren Anziehung: letztere macht sich durch die Kontraktion des hinzutretenden Wassers noch bei sehr hohen Verdünnungen bemerkbar. Da die Dielektrizitätskonstante eines Mediums mit der Fähigkeit seiner Molekeln, auf die eine oder andere Weise polarisiert oder angezogen zu werden, eindeutig zusammenhängt, so ist der Zusammenhang des Ionisierungs- und Lösungsvorganges mit der Dielektrizitätskonstante verständlich.

STÖCKL.

W. E. Adenay and H. G. Becker. The Determination of the Rate of Solution of Atmospheric Nitrogen and Oxygen by Water. Part. III. The Rate of Solution of Air by Quiescent Waters under Laboratory Conditions. *Phil. Mag.* (6) **42**, 87—96, 1921, Nr. 247. Die Verf. untersuchen die Löslichkeit der Luft in Wasser und ihre Abhängigkeit von der Zeit für den Fall, daß das Wasser sich in hohen (30 cm) Glaszylindern von 4 cm Durchmesser in Ruhe befindet, daß also das durch die Oberfläche eindringende Gas nur durch Diffusion und durch auch bei Ruhe gekommenem Wasser auftretende, unvermeidliche Strömungen in tiefere Schichten gelangt. Die Versuche wurden in der Weise ausgeführt, daß gleich hohe Wassersäulen luftfreien Wassers mit Luft in Verbindung gebracht und verschieden lange Zeit in Verbindung gelassen wurden und dann die von der Wassersäule aufgenommene Luft bestimmt wurde. Ist w die in der Zeit t in Lösung gegangene Luftmenge, a und b konstante Größen, so läßt sich das Resultat durch die Beziehung wiedergeben:

$$\frac{dw}{dt} = a - bw.$$

Die Konstanten sind abhängig von der Feuchtigkeit der über dem Wasser befindlichen Luft und dem Salzgehalt. Das läßt sich folgendermaßen erklären. Je trockener die Luft, um so schneller die Verdampfung an der Oberfläche des Wassers; dadurch tritt Abkühlung an der Oberfläche ein und damit Strömung im Wasser; ferner, je mehr Salzgehalt, um so merkbarer wird die Konzentrationszunahme an der Oberfläche durch Verdunstung, die wiederum eine Strömung im Wasser verursachen muß.

Weitere besondere Versuche zeigten, daß die Strömung vertikal nach unten in der Mitte der Oberfläche gerichtet ist und die in der Nähe der Glaswand gelegenen Teile der Wassersäulen weniger Luftgehalt zeigen, als die in der Mitte gelegenen. Das beweist den überwiegenden Teil der Strömung an dem durch Strömung und Diffusion verursachten Mischungsvorgang von mehr und weniger Luft enthaltenden Partien der Wassersäule.

VALENTINER

R. Nacken und W. Wolff. Über die Absorption von Gasen durch Chabasit. *Centralbl. f. Min.* 1921, S. 364—372, Nr. 12 u. S. 388—394, Nr. 13. Bereits Friedel (1896) zeigte, daß entwässerter Chabasit gewaltige Mengen von Gasen absorbieren kann. Die Verf. untersuchen diese Erscheinung genauer und bestätigen die qualitativen Befunde. Sie bestimmen insbesondere die Schnelligkeit der Absorption, ferner die Abhängigkeit der Gasaufnahme (bei Zimmertemperatur) von der Temperatur, bei der das Präparat von Gas befreit worden war (der Evakuations-temperatur), die Abhängigkeit der Gasaufnahme von der Temperatur bei der Absorption (gleiche Evakuations-temperatur vorausgesetzt) und endlich die Abhängigkeit der Gasaufnahme von dem Entwässerungsgrad. Die letztgenannten Untersuchungen lehren, daß die Absorption von Luft proportional der entwichenen Wassermenge ist.

Die Versuche wurden vorgenommen mit Luft, Stickstoff, Wasserstoff, Kohlensäure. Besonders stark wird Stickstoff absorbiert. Bei einer Evakuations-temperatur von 30° absorbiert Chabasit bei 20° von Stickstoff ungefähr das 14fache des eigenen Volumens, von Wasserstoff das 11fache, von Kohlensäure und Luft das 9fache.

VALENTINER

John Driver and James Brierley Firth. The sorption of alcohol and water by animal charcoal. *Journ. chem. soc.* **119**, 1126—1131, 1921, Nr. 705. Verwandte Mercks besonders gereinigte Tierkohle und ganz reiner Alkohol und Wasser. Zuerst wird die Adsorption über Alkohol und Wasser im Vakuum gemessen und gefunden, daß ersterer stärker adsorbiert wird und schneller sein Gleichgewicht erreicht. Vom Wasser werden maximal 0,13 ccm, vom Alkohol 0,62 ccm von 1 g Kohle

angenommen, wie durch Wägung nachgewiesen wird. Dies widerspricht Ergebnissen von Gurvitsch, der ungefähr gleiche Werte angibt. — Aus Alkohol-Wasser-Mischungen adsorbiert Tierkohle im Kontakt mit der Flüssigkeit den Alkohol stärker, wie aus Dichtenmessungen der überstehenden Flüssigkeit hervorgeht. Der Vergleich mit den Adsorptionsmessungen im Dampfraum zeigt, daß Gegenwart von Wasser die Adsorptionskraft für Alkohol herabsetzt. Langmuir erklärt die Versuche von Gurvitsch so, daß sie zu einem großen Teil auf Kapillarität beruhen. Verff. sind jedoch gegenteiliger Ansicht, da sonst die Werte für Alkohol und Wasser sehr nahe miteinander übereinstimmen sollten. **ZISCH.

L. du Bois-Reymond. Englische U-Boot-Abwehr. *ZS. f. techn. Phys.* **2**, 234—238, 1921, Nr. 9. Es wird eine Übersicht über die Maßnahmen gegeben, welche in England zur Abwehr der U-Boote während des Krieges ergriffen wurden und fast ausschließlich die akustischen Methoden besprochen.

hier handelte es sich um das Problem der Tonpeilung, und zwar der Instrumente, welche die Richtung des Schalles, aber nicht die Richtung der Fortpflanzung erkennen lassen, dann auch abgeschirmte Instrumente, welche die Richtung eindeutig bestimmen. In diesem Zusammenhange wird erwähnt, daß seitens der Signalgesellschaft in Kiel im Jahre 1914 fast identische Apparate ausgebildet wurden. Dann wird ein Hörapparat des Franzosen Walser beschrieben, welcher als die sogenannte „blister“-Methode erörtert wird.

Weiter wird die Einrichtung, welche als H-Rohr bekannt ist, von Hilliar stammend, beschrieben, welche auf dem Prinzip beruht, daß die Schallgeschwindigkeit in Wasserstoff nahezu dieselbe ist wie in Wasser. Eine Phasengleichheit zwischen der inneren und der äußeren Welle sollte nur bestehen, wenn das Rohr parallel zur Schallrichtung gehalten wird. Diese Einrichtung scheint nicht praktisch angewandt worden zu sein. In der Folge wird auf die sogenannten „Basis“-Methoden übergegangen, bei welchen man an Stelle der Mikrofonempfänger magnetische Telefonempfänger setzte. Auch versuchte man die Anwendung der sogenannten „Summen- und Differenz“-Methode. Mit gewöhnlichem Kohlepulver-Mikrophon wurde jedoch eine Variation der Lautstärke kaum wahrgenommen, so daß man zu dicken Gummimembranen überging, oder auch das ganze Mikrophon in einen Gummiklotz einschloß. Letzten Endes wird als die hauptsächlich angewandte Methode ein Verfahren beschrieben, welches sich auf einige Küstenhorchstationen stützt, die die Explosion einer von einem Flugzeug oder Schiff abgeworfene U-Boots-Bombe peilen und so rasch genügende Abwehrkräfte an die betreffenden Stellen dirigieren können. Bei Abschluß des Waffenstillstandes sei nur ein kleiner Teil der vielen vorgeschlagenen versuchten Vorrichtungen tatsächlich praktischen Gebrauch gewesen. Weit aus der Mehrzahl der im Laufe des Krieges errichteten U-Boote sei solchen Abwehrmitteln zum Opfer gefallen, die schon vor dem Kriege bekannt waren. Trotzdem dürfe man sagen, daß der Fortschritt der Unterwasser-Schalltechnik so groß sei, daß das U-Boot als ernste Bedrohung der Sicherheit eines Landes nicht mehr in Betracht käme. BOYKOW.

More improved scleroscope. *Machinery* **28**, 340, 1921, Nr. 4. [S. 154.] BERNDT.

E. Brazier. Sur la comparabilité des anémomètres. *C. R.* **172**, 843—845, 1921, Nr. 14. Wenn die Windrichtung von der Horizontalen abweicht, so geben die gebräuchlichen Anemometer nicht genau die Horizontalkomponente des Windes an. Der Verf. hat acht verschiedene Typen von Anemometern bei schräg auftreffendem Winde (Neigung 0 bis 80° von 10 zu 100° steigend) untersucht und gibt die erhaltenen Werte in einer Tabelle an. Bis 100° sind die Fehler bei den meisten Instrumenten

noch unbedeutend (etwa 2 Proz.). Bei größeren Winkeln kommen aber sehr erhebliche Abweichungen vor, und zwar geben einige Instrumententypen zu hohe Werte, andere zu niedrige. Zwei Instrumente zeigen annähernd gleichen entgegengesetzten Gang, so daß das Mittel aus den Angaben dieser beiden Instrumente bis 50° Neigung auf etwa 5 Proz. genau den richtigen Stand ergibt.

A. BETZ

Victor Mann. Beitrag zur Kenntnis der Wassermessung mittels Meßschirmes. Diss. Techn. Hochschule Darmstadt. 35 S. 1920. Die Wassermessung mittels Meßschirmes geschieht in der Weise, daß in einem Kanal von möglichst konstantem Profil der Querschnitt durch einen leichtbeweglichen, meist auf Rädern fahrbaren Schirm abgesperrt wird. Dieser Schirm wird von der Wasserströmung mitgeführt. Aus seiner Geschwindigkeit und dem Querschnitt des Kanals erhält man die sekundliche Wassermenge. Der Verf. hat eingehend die Fehlerquellen untersucht, die bei dieser Meßeinrichtung hauptsächlich dadurch entstehen, daß die Bewegung des Schirmes durch Reibung beeinflusst ist und dadurch, daß zwischen Schirm und Kanalwand notwendig ein kleiner Spalt bleiben muß, durch den Flüssigkeit hindurchströmt, die sich der Messung entzieht. Nach theoretischen Überlegungen über die als Fehlerquellen in Frage kommenden Vorgänge, werden die vom Verf. im Maschinenbaulaboratorium V der technischen Hochschule Darmstadt ausgeführten Versuche und die benutzte Versuchseinrichtung geschildert. Untersucht wurde der Einfluß auf das Meßresultat, wenn einerseits der Widerstand des Schirmes durch angehängte Gewichte künstlich vergrößert wurde, und wenn andererseits der Spalt durch Beschneiden des Schirmes verbreitert wurde. Der Verf. stellt eine Formel auf, durch welche diese auf Reibung und Spaltströmung zurückzuführenden Fehler ausgeglichen werden. Er findet, daß es für jede Geschwindigkeit einen Widerstand gibt, bei dem die gemessene Wassermenge mit der tatsächlichen übereinstimmt. Als weitere Fehlerquellen kommen ungenaue Messung der Wassertiefe und ungenaue Geschwindigkeitsmessung (Zeitmessung) in Betracht. Die Meßgenauigkeit mit dem Schirm wurde auch ohne Korrektur für die Fehlerquellen bereits sehr hoch gefunden. Bei dem benutzten Schirm in normaler Anordnung z. B. betragen die Fehler wahrscheinlich höchstens 1 Proz.

A. BETZ

G. Arrowsmith. Simplified approximations of critical speeds. Engineering 112, 717—720, 1921, Nr. 2917. Vereinfachte Näherungsformeln für kritische Drehzahlen ergibt der Ansatz: Drehzahl proportional der Wurzel aus dem Verhältnis des statischen und des Trägheitsmomentes der ruhend ausgebogenen Masse, oder einfacher aus Baumanns Gleichung: Drehzahl umgekehrt verhältig der Wurzel aus der größten Durchbiegung. Der Beiwert wird für die Grenzfälle einer nur in der Mitte und einer gleichförmig belasteten Welle ermittelt, er liegt praktisch nahezu in der Mitte. Für Läufer mit wenig biegesteifer Welle wird die kritische Drehzahl dem Quadrat des Durchmessers gerade, der Wurzel aus Wellengewicht und dem Kubus der Freilänge umgekehrt verhältig gesetzt. Für verschiedene Verhältnisse von Länge und Durchmesser des mittleren belasteten und des gesamten freitragenden Teiles sind die Beiwerte aus einer Formel, einer Zahlentafel oder einem Kurvenbild zu entnehmen. Die Kurven sind wegen der Eigenmasse der Welle berichtigt. Für Lastangriff unsymmetrisch zur Mitte zwischen den Lagern wird eine weitere Berichtigung angegeben. Ein Beispiel zeigt eine Übereinstimmung zwischen der genauen und der Näherungsrechnung, die um so mehr genügt, als man die Betriebsdrehzahl von der Eigenschwingungszahl ohnehin weiter entfernt halten muß. Abgestufte oder unrunde Läufer sind nach Schätzung durch gleichwertige Wellen zu ersetzen.

in sehr starrem Mittelteil ist nur die Durchbiegung der Enden zu berücksichtigen und so zu rechnen, als wäre die halbe Masse der Wellenenden und die des Mittelteils im Schwerpunkt vereinigt. Man berechnet die Durchbiegung durch Zerlegen der Wellenenden in Abschnitte, besonders einfach bei Schwerpunktlage in der Mitte. Zur Berichtigung wird die Durchbiegung des steifen Mittelteiles unter einem durchschnittlichen Biegemoment zugefügt. Diese Korrektur beträgt in einem Beispiel nur 0,3. Das Ergebnis der Näherungsrechnung wird auch hier hinreichend genau.

Diagrammatische Ermittlung der Momente und Durchbiegungen werden somit übersichtlich.

EVERLING.

Boykow. Die instrumentelle Unterstützung des Fliegens. ZS. f. techn. Phys. 2, 238—244, 1921, Nr. 9. Es wird eine Definition des Fliegens gegeben, nach welcher die Fertigkeit des Fliegens in der reibungslosen Auslösung richtiger Reflexbewegungen durch das Auge besteht. In der Folge werden die Instrumentarten, die das Fliegen unterstützen, prinzipiell behandelt und in Gruppen als Instrumente zur Beobachtung der Funktion des Motors, Instrumente für innere und äußere Navigation geteilt.

Daneben wird auf die Ursachen des Laufens der Kompassrose eingegangen und die Kompaßrose als ein durch Übersteuerungen hervorgerufenen rhythmischen Schwanken des Richtungsvektors der Kompaßrose erklärt, welche Schwankungen im Falle der Resonanz mit der Rosenschwingung zu beliebig großen Schwingungen in der Rose führen. Boykow.

Anschütz u. Co. Zur Leistungsfähigkeit des Anschütz-Fliegerhorizontes. ZS. f. techn. Phys. 2, 282, 1921, Nr. 10. In der Zuschrift wird auf einen Passus der Arbeit von Boykow, „Die instrumentelle Unterstützung des Fliegens“, ZS. f. techn. Phys. 2, 238, 1921 (vgl. vorstehendes Referat) hingewiesen und betont, daß der Anschützsche Fliegerhorizont auf sämtlichen großen Wasserflugzeugen verwendet wurde und gut entsprochen hat.

Boykow.

Blume. Das Segelflugzeug der akademischen Fliegergruppe der Technischen Hochschule Hannover. ZS. f. Flugtechn. u. Motorluftschiffahrt 12, 313—316, 1921, Nr. 21. Bauzeichnungen und Beschreibung des Segelflugzeuges, das durch seine Gestaltung auf möglichst geringe Sinkgeschwindigkeit gebaut, einfach und leicht legbar war. Von den Einzelheiten sind vor allem die drei Rollenbälle im Rumpf zum Abfliegen und Landen bemerkenswert.

EVERLING.

4. Aufbau der Materie.

H. Eddington. The Relativity of Field and Matter. Phil. Mag. (6) 42, 800—806, 1921, Nr. 251. [S. 155.]

KRETSCHMANN.

Harold A. Perkins. The structure of electron. Philippine Journ. of Science 325—340, 1921, Nr. 4. Verf. bespricht zunächst die allgemeinen Methoden, auf deren Basis man sich einen Einblick in das Wesen des Atomaufbaues zu verschaffen sucht. Sodann erläutert er die heutige Ansicht über die Eigenschaften des Elektrons. Selbst möchte eine Erklärung dieser Eigenschaften unter Benutzung der klassischen elektromagnetischen Theorie und vertritt die Meinung, daß jene Grundgebe, das Elektron als ein ringförmiges, schwingendes Gebilde anzusehen, ähnlich einem Wassermolekül von 1000mal kleineren Ausmaßen.

**Zisch.

O. Hönigschmid und L. Birckenbach. Revision des Atomgewichtes des Berylliums. Analyse des Berylliumchlorids. I. Mitteilung. S.-A. München Ber. 1921, S. 189—194. SCHNEIDER

P. Lenard. Experimentelle Atomistik. ZS. d. Ver. d. Ing. **65**, 1253—1259, 1921, Nr. 49. SCHNEIDER

Irving Langmuir. The structure of the helium atom. Phys. Rev. (2) **17**, 3—353, 1921, Nr. 3. Der Verf. gelangt auf folgende Weise zu einem Modell für das neutrale Helium im Normalzustande. Es wird erstens angenommen, daß die Bahnen der Elektronen in derselben Ebene liegen sollen; zweitens soll in dieser Ebene eine feste durch den Kern hindurchgehende Gerade vorhanden sein, zu der die Bahnkurven der Elektronen spiegelbildlich symmetrisch liegen, wobei die in der Bahnebene durch den Kern gelegte Normale zur Symmetriegeraden immer senkrecht geschnitten wird; drittens soll jedes Elektron auf ein und demselben Kurvenbogen hin und her pendeln, d. h. seine beiden Geschwindigkeitskomponenten sollen im gleichen Zeitmoment verschwinden. Diesen Forderungen genügt eine einparametrische Schar von möglichen mechanischen Bahnen. Das gesamte Impulsmoment ist bei ihnen stets Null. Nun fügt der Verf. noch eine Quantenbedingung hinzu, welche besagt, daß der maximale Wert des zeitlich nicht konstanten Impulsmomentes des einzelnen Elektrons gleich $h/2\pi$ sein soll. (Diese Quantenbedingung ist mit den allgemein üblichen Vorschriften für die Quantelung nicht im Einklang und widerspricht auch der Adiabatenhypothese, was besonders schwer ins Gewicht fällt. D. Ref.) Dadurch ist das Modell eindeutig bestimmt. Seine Dimensionen und seine Energie werden vom Verf. numerisch berechnet. Das Ionisierungspotential ergibt sich zu 25,62 Volt in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung. Die dynamische Stabilität des Modells (Methode der kleinen Schwingungen) wird vom Verf. nicht untersucht und scheint angesichts des speziellen Symmetriecharakters der Elektronenbahnen, gegen den Bohr (Nature **10** 104, 1921; diese Ber. **2**, 987, 1921) auch noch andere, auf dem Korrespondenzprinzip fußende Gründe beigebracht hat, recht fraglich. W. PAULI

Frank Horton and Ann Catherine Davies. Critical Velocities for Electrons in Helium. Phil. Mag. (6) **39**, 592—603, 1920, Nr. 233. [S. 183.] FRANCK

J. Frank und W. Grotrian. Bemerkungen über angeregte Atome. ZS. f. Phys. **4**, 89—99, 1921, Nr. 1. [S. 196.] SPONHOF

E. Einsporn. Über die Anregungs- und Ionisierungsspannungen des Quecksilbers. ZS. f. Phys. **5**, 208—219, 1921, Nr. 4. [S. 183.] W. GROTRIAN

A. S. Eve. Ionisation Potential and the Size of the Atom. Nature **107**, 547—553, 1921, Nr. 2696. In einer Tabelle werden die Werte der Ionisierungsspannung und die Durchmesser der Atome, wie sie sich aus der kinetischen Gastheorie ergeben, sowie diejenigen, die Bragg aus den Kristallgittern berechnet hat, gegenübergestellt. Es zeigt sich, daß das an sich bekannte Resultat der angenäherten umgekehrten Proportionalität des Atomdurchmessers und der Ionisierungsspannung für die Braggschen Werte besser erfüllt ist als für die Radien, die aus der kinetischen Gastheorie folgen. FRANCK

R. Seeliger und E. Schramm. Anregung der Atome zur Lichtemission durch Elektronenstoß. III. Vervollständigung des Beobachtungsmaterials. ZS. f. Phys. **7**, 93—96, 1921, Nr. 2. Die Verf. untersuchen die relative Stärke der Lichtemission von Atomen, die von Elektronen getroffen werden, als Funktion der Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen; insbesondere werden Ergänzungen zu früheren

bachtungen von Seeliger über die relative Lage des Maximums der „Anregungs-
 fktion“ der verschiedenen Serien bzw. Serienlinien von Wasserstoff, Quecksilber,
 ium, Argon und Stickstoff gebracht. Das untersuchte Geschwindigkeitsintervall
 eint zwischen 50 und 200 Volt-Strahlen zu liegen, so daß hier ein Teil der Licht-
 nsitätskurve untersucht wird, der bei Elektronengeschwindigkeiten liegt, die groß
 l gegenüber den Mindest-Anregungsspannungen der Atome. Die Untersuchungs-
 hode war die schon früher von Seeliger benutzte Methode des verzögerten
 hodenstrahles. Die Strahlen treten in ein bremsendes Gegenfeld ein, erleiden hier
 ammenstöße, und die leuchtende Bahn der Kathodenstrahlen wird spektrographisch
 ersucht. Die Geschwindigkeit der Elektronen an jeder Stelle der Bahn läßt sich
 litativ aus den Feldverhältnissen abschätzen. Es zeigt sich, daß es für alle Serien
 m Teil auch einzelne Serienlinien) der verschiedenen Atomsorten eine optimale
 regungsgeschwindigkeit gibt, die bei um so höheren Elektronengeschwindigkeiten
 t, je höher die anderwärts bekannte Anregungsspannung ist. Für die Gase, bei
 en man die Anregungsspannungen und Serienordnungen bisher nicht genau kennt,
 utzen die Verff. die von Stark angegebene Trägerwertigkeit als Maß für die An-
 ungsspannungen; auch hier stimmt die oben angeführte Reihenfolge. FRANCK.

rtha Spöner. Über die Häufigkeit unelastischer Zusammenstöße von
 lektronen mit Quecksilberatomen. ZS. f. Phys. 7, 185—200, 1921, Nr. 3. Den
 alt der Arbeit bildet ein Versuch, die Anregungsfunktion des Quantensprunges
 $S-2p_2 = \lambda 2536,7 \text{ \AA}$ und $1,5 S-2p_3$ im Quecksilber bei Anregung durch Elek-
 nenstöße zu messen. Unter Anregungsfunktion wurde verstanden der Gang des
 zentsatzes an Elektronenstößen, die einen Quantensprung hervorrufen, mit der
 ation der Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen. Bekannt war bisher nur,
 unterhalb der kritischen Geschwindigkeit, bei der $\frac{1}{2}mv^2$ der Elektronen $= h\nu$
 Quantensprunges wird, die Ausbeute gleich 0 ist, und daß von dieser kritischen
 chwindigkeit an ein unbekannter Prozentsatz der Stöße den betreffenden Quanten-
 ung hervorrufen. (Die dem Titel nach ähnlichen Untersuchungen von Seeliger
 ehen sich auf Anregung von Quantensprüngen durch Elektronen, deren kinetische
 rgie groß ist gegenüber der zur Anregung des Quantensprunges verbrauchten
 rgie.) Die Meßmethode besteht in der Benutzung des Verfahrens des unelastischen
 ktronenstoßes nach Franck und Hertz. Von einem Glühdraht emittierte Elek-
 nen werden in einer Atmosphäre von Hg-Dampf beschleunigt, und die Zahl der
 ammenstöße der Elektronen mit den Hg-Atomen wird aus dem Druck und der
 en Weglänge berechnet. Aus dieser Zahl ergibt sich die Zahl derjenigen Stöße,
 denen das Elektron eine kinetische Energie $< h\nu$ gehabt hat. Durch Unter-
 ung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, nach der eine bekannte Zahl
 Zusammenstößen stattgefunden hat, wird festgestellt, welcher Bruchteil der Elek-
 en quantenhaft kinetische Energie beim Stoß verloren hat, und daraus die Aus-
 e berechnet. Wegen einer großen Zahl von nur angenähert zu berücksichtigenden
 rekturen kann nur die Größenordnung der Ausbeute angegeben werden. Aus den
 iegenden Messungen und aus der Summe der Erfahrungen über Elektronenstoß
 l geschlossen, daß bei der Anregung des Quantensprunges $1,5 S-2p_3 = 2536,7$
 Ausbeute zum mindesten einige Prozent beträgt, wenn die kinetische Energie mit
 $h\nu$ des Quantensprunges übereinstimmt. Bei wachsender Geschwindigkeit der
 tronen nimmt die Ausbeute ab, erstreckt sich aber deutlich über einen Bereich
 mehreren Volt. Im Gegensatz dazu ist der durch ein Auswahlprinzip verbotene
 gang $1,5 S-2p_3$ viel schwächer und erstreckt sich nur über wenige Zehntel Volt.

FRANCK.

John T. Tate and Paul D. Foote. Resonance and ionization potentials for electrons in cadmium vapor. Bull. Bur. of Stand. **14**, 479—486, 1918, Nr. 3. Diese schon 1918 erschienene Arbeit wird verspätet referiert, da sie erst vor nicht allzu langer Zeit zugänglich wurde. Der Inhalt dürfte den Interessenten schon durch Zitat bekannt sein. Die Resonanz und Ionisierungsspannung des Cadmiumdampfes wird nach der Methode des unelastischen Elektronenstoßes in Kombination mit der Aufnahme einer gewöhnlichen Stromspannungskurve zwischen einer Glühkathode und normaler Anode ermittelt. Es ergibt sich für die Resonanzspannung 3,88 Volt, entsprechend der Anregung der Linie $1,5 S - 2 p_2 = 3262,09 \text{ \AA}$. Theoretisch wird aus der $h\nu$ -Beziehung ein Wert von 3,78 Volt berechnet. Die Ionisierungsspannung wird zu 8,92 Volt bestimmt, während aus der Absorptionsseriengrenze $1,5 S = 1378,69 \text{ \AA}$ sich ein Wert von 8,95 Volt durch Rechnung ergibt.

FRANCK

Hans Ferdinand Mayer. Über das Verhalten von Molekülen gegenüber freien langsamen Elektronen. 50 S. Diss. Heidelberg 1920 u. Ann. d. Phys. **64**, 451, 1921. Im ersten Teile der Arbeit wird die Geschwindigkeitsverteilung glühelctrisch ausgelöster Elektronen — wobei engbegrenzte Bündel betrachtet werden — mit der theoretischen unter Annahme einer inneren Maxwellverteilung berechneten Geschwindigkeitsverteilung verglichen und kleine systematische Abweichungen zugunsten höherer Geschwindigkeiten gefunden. Der übrige Teil ist einerseits der Bestätigung des Lenardschen Absorptionsgesetzes und der Lenardschen Resultate, daß der absorbierende Molekülquerschnitt unterhalb von 8 Volt nahezu konstant ist, gewidmet — nur Argon wird von den untersuchten Gasen als Ausnahme gefunden —, andererseits beschäftigt er sich mit der Frage, ob die von Gehrts (Ann. d. Phys. **36**, 1020, 1911) und Akesson (Lunds Univ. Ars. N. (2) **12**, Nr. 11, 29) gemachte Beobachtung, daß langsame Elektronen scheinbar durchdringungsfähiger sind als schnelle, nach Akesson durch selektive Absorption zu deuten ist. Der Verf. findet, daß Stickstoff, Kohlen säure, Wasserstoff und Helium keine selektive Absorption besitzen, sondern erklärt die von Akesson für Stickstoff beobachtete größere Durchlässigkeit für langsamen Strahlen damit, daß bei diesen reflektierte Elektronen oder schon absorbierte, aber durch Nahewirkung wieder abgelöste Elektronen mitgemessen werden. Hingegen wird für Argon das von Ramsauer (Ann. d. Phys. **64**, 513, 1921) gefundene Ergebnis einer selektiven Absorption bestätigt, daß also Argon für sehr langsame Elektronen scheinbar eine sehr viel größere Durchlässigkeit besitzt als für schnelle. Ferner werden Versuche von Akesson über stufenhafte Energieverluste bei Zusammenstößen von Elektronen mit Gasmolekülen bestätigt.

SPONER

C. G. Darwin. The Collisions of α -Particles with Hydrogen Nuclei. Phil. Mag. (6) **41**, 486—510, 1921, Nr. 243. Bekanntlich hat Rutherford gefunden, daß die Vorstellung zweier Punktladungen, die sich nach dem Coulombschen Gesetz anstoßen, nicht ausreicht, um die Beobachtungen über Zusammenstöße von α -Teilchen mit Wasserstoffkernen zu erklären. Deshalb untersucht der Verf. vom theoretischen Standpunkt aus eingehend, welche Folgerungen aus Stoßexperimenten über die stoßenden Gebilde im Falle von α -Teilchen und H -Kernen gezogen werden können. Der Stoß wird dabei als elastisch vorausgesetzt. Es sei Θ der Ablenkungswinkel, d. h. der Winkel zwischen der Geschwindigkeitsrichtung des α -Teilchens vor dem Stoß und der des H -Kernes nach dem Stoß (von diesem wird vorausgesetzt, daß er vor dem Stoß ruht), V die Geschwindigkeit des α -Teilchens vor dem Stoß und p der Abstand der Geschwindigkeitsrichtung des α -Teilchens vor dem Stoß (Asymptot seiner Bahn) vom H -Kern. Nun denke man sich den Durchstoßpunkt dieser Richtung

(Asymptote) in einer senkrecht zu ihr durch den H -Kern gelegten Ebene markiert. Dann wird bei bestimmter Orientierung der (im allgemeinen nicht als punktförmig zu denkenden) Teilchen zur Geschwindigkeitsrichtung des α -Teilchens vor dem Stoß der Winkel Θ eine eindeutige Funktion der Lage dieses Punktes in der Ebene sein. Nun sei P der Inhalt der Fläche, welche diejenigen Punkte des genannten Diagramms erfüllen, denen ein Ablenkungswinkel kleiner als Θ zugeordnet ist. Dieser Flächeninhalt ist ferner noch zu mitteln über alle Orientierungen der Teilchen. Die funktionale Abhängigkeit dieses gemittelten Flächeninhaltes P von V und Θ nennt der Verf. die Stoßrelation. Sie allein ist es, die aus den Experimenten entnommen werden kann. Die Reduktionsmethoden, nach denen dies zu geschehen hat, werden vom Verf. im einzelnen entwickelt und im Fall von H -Kernen und α -Teilchen durchgeführt. Umgekehrt kann man die Stoßrelation aus speziellen Modellen für das α -Teilchen berechnen und mit der empirischen vergleichen. Insbesondere diskutiert der Verf. die folgenden speziellen Modelle:

1. Das α -Teilchen reflektiert den H -Kern wie eine harte, elastische Kugel endlicher Ausdehnung, wenn dieser ihm hinreichend nahe kommt; außerdem wird natürlich die Coulombsche Abstoßung in normaler Weise als wirksam angenommen.
2. Das α -Teilchen wirkt wie eine harte elastische Scheibe. Dies ist bekanntlich die Vorstellung, zu der Rutherford gelangt ist.
3. Das α -Teilchen wird ersetzt durch 2 Punktladungen der Ladung $+1$ in einem festen Abstand (Dipolmodell).
4. Das α -Teilchen wird ersetzt durch 4 positive Punktladungen in den Ecken eines Quadrats und 2 negative im Mittelpunkt desselben.

Bei keinem dieser Modelle findet der Verf. die errechnete Stoßrelation mit der empirischen völlig im Einklang, auch nicht beim Rutherfordschen Modell 2. Die endgültige Entscheidung über die Struktur des α -Teilchens möchte der Verf. erst treffen, wenn genauere Versuche vorliegen, doch findet er Anhaltspunkte dafür, daß im Kraftgesetz zwischen den Kernen wirklich eine Unstetigkeit von solcher Art vorhanden ist, wie sie z. B. im Modell 2 angenommen ist.

W. PAULI jr.

Thea Krüger. Über die Ionisierungsarbeiten und die Dissoziationsarbeit des Wasserstoffs. Ann. d. Phys. (4) **61**, 288—304, 1921, Nr. 3. [S. 185.] FRANCK.

Albert Schultz. Spektralanalytische Beobachtungen an den Kanal- und Kathodenstrahlen des positiven Spitzenstroms in Sauerstoff und Stickstoff. Ann. d. Phys. (4) **64**, 367—376, 1921, Nr. 4. [S. 195.] WESTPHAL.

J. Franck und W. Grotrian. Über den Einfluß eines Magnetfeldes auf die Dissoziation angeregter Moleküle. ZS. f. Phys. **6**, 35—39, 1921, Nr. 1. [S. 197.] SPONER.

A. O. Rankine and C. J. Smith. On the Viscosity and Molecular Dimensions of Gaseous Ammonia, Phosphine and Arsine. Phil. Mag. (6) **42**, 601—614, 1921, Nr. 251. [S. 163.] STÖCKL.

A. O. Rankine and C. J. Smith. On the Viscosities and Molecular Dimensions of Methane, Sulphuretted Hydrogen and Cyanogen. Phil. Mag. (6) **42**, 615—620, 1921, Nr. 251. [S. 165.] STÖCKL.

K. Fajans. Löslichkeit und Ionisation vom Standpunkte der Atomstruktur. Die Naturwissenschaften **9**, 729—738, 1921, Nr. 37. [S. 165.] STÖCKL.

J. Franck. Über Lichtanregung und Ionisation von Atomen und Molekülen durch Stöße langsamer Elektronen. Phys. ZS. 22, 466–471, 1921, Nr. 16. [S. 184.]

W. GROTRIAN.

J. Franck. Über eine optische Messung der Elektronenaffinität. ZS. f. Phys. 5, 428–432, 1921, Nr. 5/6. In der vorliegenden Arbeit wird zur Bestimmung der Elektronenaffinität eine optische Methode angegeben, die eine ähnliche Genauigkeit beansprucht, wie die Berechnung der Ionisierungsspannung eines normalen Atoms aus der Grenzfrequenz der Absorptionsserie der unerregten Atome. Nach der Überlegung, daß, wenn ein freies Elektron die Geschwindigkeit v in bezug auf ein Atom hat, das System Atom—Elektron von diesem quantenmäßig zulässigen Anfangszustand in den Zustand des normalen negativen Atomions übergehen kann — unter Vernachlässigung von eventuell vorkommenden Zwischenzuständen, die sich energetisch wenig vom Endzustand unterscheiden —, erwartet der Verf. als Spektrum der Elektronenaffinität ein kontinuierliches Spektrum mit scharfer, langwelliger Grenze und allmählichem Intensitätsabfall nach kürzeren Wellenlängen zu. In diesem Sinne wird ein von Steubing (Ann. d. Phys. 64, 673, 1921) beobachtetes, vom Bandenspektrum des Jods durch einen Zwischenraum getrenntes starkes, kontinuierliches Spektrum des Jods mit scharfem Intensitätsabfall bei $\lambda = 4800 \pm 15 \text{ \AA.-E.}$ gedeutet. Die Schwächung des Bandenspektrums und gleichzeitige Verstärkung des kontinuierlichen Spektrums bei Temperatursteigerung und Anwendung von Magnetfeldern ergeben nämlich, daß es dem Jodatome zuzuschreiben ist, und aus seiner Betrachtung folgt, daß es nicht mit dem kontinuierlichen Spektrum identisch ist, das sich der Absorptionsseriengrenze anschließt. So berechnet der Verf. aus $\lambda = 4800 \text{ \AA.-E.}$ für die Elektronenaffinität des Jods den Wert 2,57 Volt oder 59,2 kcal. Chlor und Brom besitzen ähnliche kontinuierliche Spektren im kurzwelligeren Gebiet. Aus der von Eder und Valenta angegebenen langwelligen Grenze dieses kontinuierlichen Spektrums bei 4200 \AA.-E. berechnet der Verf. die Elektronenaffinität des Broms zu 2,93 Volt oder 67,5 kcal. SPONER.

M. Born und W. Gerlach. Elektronenaffinität und Gittertheorie. ZS. f. Phys. 5, 433–441, 1921, Nr. 5/6. Während J. Franck (s. vorstehendes Referat) aus den Steubingschen Aufnahmen des Jodspektrums die Elektronenaffinität des J-Atoms zu 59,2 cal berechnet, hatten M. Born und K. Fajans aus der elektrostatischen Gittertheorie den Wert von ungefähr 80 cal gefunden. Von dieser Unstimmigkeit ausgehend, schließen die Verff. in dieser Arbeit, daß die Energie der binären Jodsalze durch die elektrostatische Gittertheorie nur bis auf etwa 12 Proz. richtig dargestellt wird und daß der Ansatz $h\nu^{-n}$ für das Potential der Abstoßungskräfte einer Verbesserung bedarf. — Fernerhin wird mit Hilfe der Messungen von Fuchs (Dissert. Münster 1921) über die Kompressibilität kristallinischer Schwefel- und Sauerstoffverbindungen die Gitterenergie dieser Stoffe und daraus weiter die Elektronenaffinität von Schwefel und Sauerstoff berechnet. Es ergibt sich für Schwefel 45 kcal, während M. Born und E. Bormann früher (Ann. d. Phys. 62, 218, 1920) aus Rechnungen über den ZnS-Kristall 50 kcal gefunden hatten. Der Wert von 45 kcal wird bestätigt durch analoge Rechnungen über das Gitter des PbS-Kristalls. Die gleichen Überlegungen auf die Kristalle MgO und CaO angewandt, ergeben eine zu große Zerlegungswärme und eine nicht positive Elektronenaffinität des O-Atoms. Ein positiver Wert für diese würde aus um ungefähr 10 Proz. kleineren Werten der Gitterenergie von CaO und MgO folgen. Auch dieses Ergebnis weist darauf hin, daß die Abstoßungskräfte in der genannten Form nur angenähert wiedergegeben werden.

SPONER.

F. Rinne. Chemische Reaktionen an Kristallen und ihre feinbauliche Deutung. ZS. f. Metallkde. **13**, 401—406, 1921, Nr. 12. Diskussion S. 413—424. Die Arbeit gibt in teilweise gekürzter Form einen Vortrag des Verf. auf der diesjährigen Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für Metallkunde wieder. Sie behandelt die feinbaulichen Grundlagen der Kristallchemie, insbesondere die Stellung der Kristalle unter den Bautypen der Materie, und die allgemeine feinbauliche Art chemischer Reaktionen am kristallinen Material. Bezüglich der Einzelheiten kann hier auf die Referate von Arbeiten hingewiesen werden, die sich mit dem gleichen Gegenstande befassen (F. Rinne, Naturwissenschaften **9**, 559—561, 1921; Ref. diese Ber. **2**, 1208, 1921 und Berichte d. Sächs. Akad. d. Wiss. **72**, 48—55, 1920, S. 56—64 ebenda; Ref. diese Ber. **2**, 1210, 1921). In der anschließenden Diskussion trat die Frage der Umänderungen der Kristallgitter bei elastischer und bei bildsamer Formänderung in den Vordergrund. Der Verf. wies als Vergleichsmaterial bezüglich der geschmeidigen Metalle auf das Steinsalz hin, dessen Deformationsfähigkeit durch die Möglichkeit von Translationen eine außerordentliche ist, wie die Versuche beweisen. Es handelt sich hier indessen immerhin noch um Verschiebungen einzelner Kriställchen gegeneinander, inwiefern Veränderungen der Raumgitter selbst auftreten, bleibt bisher eine unentschiedene Frage. Der Vortragende machte ferner auf die merkwürdigen Ergebnisse aufmerksam, die W. Voigt bei der Untersuchung der Zugfestigkeit von Steinsalzstäbchen erhielt. Danach sind die Zugfestigkeiten von einheitlichen Stäbchen nicht nur eine Funktion der kristallographischen Richtung der Stäbchse, sondern hängen außerdem stark von der kristallographischen Orientierung der seitlichen Begrenzungsflächen ab. Dies weist auf den Einfluß der Oberflächenbegrenzung der Kristalle bei derartigen Versuchen hin. Ändert sich in einem Kristallaggregat, wie man es bei Festigkeitsversuchen von Metallproben benutzt, im Verlauf der Kaltbearbeitung die Oberfläche der einzelnen Teilchen kristallographisch, z. B. durch Translationen, so könnte eine beobachtete Festigkeitsänderung hiermit im Zusammenhang stehen.

SCHIEBOLD.

Assar Hadding. Über Störungen der Linienabstände und der Linienbreite bei Debyediagrammen. Centralbl. f. Min. 1921, S. 631—636, Nr. 20. Bei der Berechnung von Debye-Scherrerdiagrammen zeigen die gefundenen Werte der Gitterebenenabstände und der Glanzwinkel nicht die erwarteten Größenverhältnisse, wie sie sich in vielen Fällen aus kristallographischen Konstanten im voraus berechnen lassen. Dies ist auf Störungen der Linienabstände und Linienbreiten zurückzuführen, die im wesentlichen durch folgende Ursachen bedingt sind: 1. Messungsfehler, 2. Unregelmäßigkeiten im Bau der Raumgitter, 3. Absorption der zerstreuten Strahlung in der Substanz des Stäbchens, 4. Fehlerhafte Lage des photographischen Films, 5. Exzentrität des Präparats.

Sieht man von den mehr zufälligen Fehlern, die durch die beiden erstgenannten Ursachen entstehen, ab, so ergeben sich systematische Abweichungen durch das Absorptionsvermögen des Präparats, die besonders bei der meistens verwendeten weichen Cu- oder Fe-K-Strahlung auffällig sind. An Hand von Tabellen, die die Messungsergebnisse der Debyediagramme von Steinsalz und Pyrit enthalten, zeigt der Verf. durch Vergleich mit den entsprechenden Werten nach Braggs spektroskopischen Messungen, daß 1. die zentralen Linien des Diagramms infolge der Absorption schwächer und verhältnismäßig schwächer erscheinen als die mit größerem Glanzwinkel, und daß 2. die gemessenen Abstände je zweier symmetrisch liegender Linien stets größer sind als die berechneten. Auf anschaulichem geometrischen Wege wird der Einfluß einer größeren oder geringeren Absorption diskutiert, und schließlich eine Regel

zur Vermeidung dieser systematischen Abweichungen angegeben, die nach den Worten des Verf. lautet: Miß von den Außenkanten der Linien aus und vermindere die gemessenen Werte um den Durchmesser des Präparats.

Die weiteren aufgeführten Störungen infolge fehlerhafter Lage von Präparat oder Film können im Diagramm direkt wahrgenommen oder aus diesem berechnet werden. Sie lassen sich am besten von vornherein durch möglichst genaue Zentrierung und Justierung vermeiden.

Einen nicht minder wichtigen Einfluß übt die Absorption auf die Intensitätsverhältnisse der Spektrallinien aus: die schmalen zentralen Linien erscheinen verhältnismäßig schwach gegenüber den breiteren äußeren Linien, so daß es schwierig ist aus der beobachteten Schwärzung auf die Intensität der Sekundärstrahlen zu schließen, wie auch der Vergleich mit den Bragg'schen Intensitätsmessungen zeigt.

(Der Ref. möchte hier auf die Seemann-Bohlinsche Abänderung des Debye-Scherrerverfahrens hinweisen, bei der die Lage der Außenkanten der Spektrallinien ebenfalls von der Absorption unabhängig ist.)

SCHIEBOLD.

Mary R. Andrews. X-Ray analysis of three series of alloys. Phys. Rev. (2) 18, 245—254, 1921, Nr. 3. Die Kristallstruktur von drei Reihen von Legierungen wurde nach der Hull'schen Methode (etwas modifiziertes Debye-Scherrerverfahren) bestimmt. Das zu untersuchende Material wurde in Form von feinen Feilspänen in dünne Schichten von Kollodium oder Zaponlack eingebettet, die wegen ihrer Zusammensetzung aus nur leichten Elementen sehr durchlässig für Röntgenstrahlen sind. Die folgenden Angaben beziehen sich auf Eisen-Nickel-, Eisen-Kobalt- und Kupfer-Zinklegierungen. 1. Eisen-Nickellegierungen: Eisen und Nickel bilden bekanntlich eine ununterbrochene Reihe von Mischkristallen. Es wurden folgende Kristallstrukturen bestimmt: Von 0 bis 25 Proz. Ni finden sich innenzentrierte, von 25 bis 30 Proz. innenzentrierte neben allseitig flächenzentrierten, von 30 bis 100 Proz. Ni nur flächenzentrierte Gitter. Es zeigt sich kein Wechsel in der Struktur zwischen 34 bis 35 Proz. Ni, der einer vermutlichen Verbindung (Fe_2Ni) mit 34,45 Proz. Ni entsprechen würde. Ein Vergleich der röntgenographischen Daten mit dem thermischen Gleichgewichtsdiagramm zeigt gute Übereinstimmung, die noch besser sein würde, wenn die Genauigkeit der Röntgenstrahlenmethode so gesteigert werden könnte, daß sie auch sehr geringe Prozentgehalte einer Kristallform anzeigt. Interessante Ergebnisse zeigten sich bei der Magnetisierung von Fe_2Ni -Legierungen durch Eintauchen in flüssige Luft: während die nicht magnetische Legierung allseitig flächenzentrierte Gitter bildet, ist sie im magnetischen Zustande aus innenzentrierten Gittern aufgebaut. Es existiert also zweifellos ein enger Zusammenhang zwischen magnetischen Eigenschaften und Kristallstruktur.

2. Eisen-Kobaltlegierungen: Eisen und Kobalt bilden gleich wie Eisen und Nickel eine kontinuierliche Reihe von Mischkristallen. Die Diagramme zeigen innenzentrierte kubische Gitter von 0 bis 80 Proz. Kobalt, dann tritt daneben die flächenzentrierte Form auf. Bei einem höheren Gehalt an Co als 85 Proz. existiert nur die flächenzentrierte Form. Die Legierung mit 98 Proz. Co wies Spuren von der hexagonalen, aber hauptsächlich die flächenzentrierte Form auf. Reiner Kobalt kristallisiert in beiden Modifikationen.

3. Kupfer-Zinklegierungen: Kupfer und Zink bilden Mischkristalle von Zn in Cu bis zu 47 Proz. Zn. Sie bestehen aus allseitig flächenzentrierten Gittern. Bei 74 Proz. treten daneben innenzentrierte auf, bei 50 bis 69 Proz. bestehen nur innenzentrierte Gitter, bei 69 bis 79 Proz. Zn eine Mischung mit rhomboedrischen, bei 79 bis 90 Proz. nur rhomboedrische, von 90 Proz. an rhomboedrische neben hexagonalen

Gittern. Reines Zn bildet hexagonale Gitter. Ein Vergleich mit dem Zustandsdiagramm der Cu-Zn-Legierungen von Guertler läßt den in Guertlers Diagramm angegebenen Typ IV vermissen. Es zeigt sich ferner, daß die Wechsel in der Kristallstruktur im großen und ganzen den Veränderungen in der Härtekurve der Cu-Zn-Legierungen entsprechen. Ein Effekt des Anlassens war in den Röntgendiagrammen nicht wahrnehmbar.

SCHIEBOLD.

E. Hückel. Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch anisotrope Flüssigkeiten. Phys. ZS. **22**, 561—563, 1921, Nr. 19/20. Verf. benutzt die unter dem Namen Debye-Scherrer bekannte Röntgenstrahleninterferenzmethode, um zu entscheiden, ob die von O. Lehmann als „flüssige“ bzw. „fließende“ Kristalle bezeichneten Substanzen, welche optische Anisotropie zeigen, eine Raumgitterstruktur besitzen oder nicht. Im ersteren Falle müßten die nach obiger Methode gemachten Aufnahmen scharfe Interferenzen zeigen, während im letzteren Falle nur ein unscharfer Beugungsring zu erwarten ist, dessen Durchmesser ein Maß für die Größe der Moleküle der Substanz bietet. Es wurden untersucht:

Von den flüssigen Kristallen:

Paraazoxyanisol	fest	trübflüssig	klarflüssig
Paraazoxyphenetol	„	„	—
Dianisalazin	—	„	—

Von den fließenden Kristallen:

Chloresterylpropionat	„	„	„
Chloresterylbenzoat	—	„	—

Aus der Tatsache, daß bei den flüssigen oder fließenden Kristallen niemals scharfe Interferenzen, sondern nur unscharfe Beugungsringe auftraten, zieht Verf. den Schluß: „Die trüben Schmelzen bestehen nicht aus Raumgitterbereichen; ferner sind auch keine merklichen Mengen von Raumgitterbereichen in der Flüssigkeit suspendiert. Nicht unmöglich dagegen ist es, daß geringe Mengen von Kristallen in der Flüssigkeit suspendiert sind, da die von ihnen herrührenden Interferenzen zu schwach wären, um nachweisbar zu sein.“

Das Wesen der beobachteten optischen Anisotropie wird durch die Arbeit wohl beleuchtet, aber nicht ganz aufgeklärt.

BEHNKEN.

Henry S. Rawdon. Metallography — the microscopic study of the structure of metals. Amer. Mach. **55**, 659—664, 1921, Nr. 17. Schildert kurz den Wert der metallographischen Prüfung, den Gebrauch des Mikroskops dabei, die makroskopische Untersuchung, die Vorbereitung der Schiffe, besonders bei kleinen Stücken (Verstärkung durch galvanische Niederschläge und Einbetten in leicht schmelzende Legierungen), sowie das Verhalten des Stahles bei mechanischer und thermischer Behandlung unter Wiedergabe zahlreicher Metallographien.

BERNDT.

Siegwart Felden. Zur Beschaffenheits- und Eignungsprüfung von Stahl und Eisen. Die Werkzeugmasch. **25**, 619—622, 1921, Nr. 34. [S. 158.]

BERNDT.

Leslie Aitchison. Chromium steels and iron. Engineering **112**, 771—772, 805—807, 1921, Nr. 2918, 2919. [S. 159.]

BERNDT.

5. Elektrizität und Magnetismus.

R. A. Houstoun. The Present Position of the Wave Theory of Light. *Nature* 108, 13—15, 61—64, 1921, Nr. 2705, 2706. [S. 187.] ERFLE.

Fritz Emde. Zur Definition der Scheinleistung und der Blindleistung bei ungleichmäßig belasteten Mehrphasensystemen. *Elektrot. u. Maschinenb.* 39, 545—547, 1921, Nr. 45. In Frage steht, ob und wie Scheinleistung und Blindleistung bei Mehrphasenstrom (insbesondere Dreisphasenstrom) definiert werden können, wenn weder die n Spannungen, noch die n Ströme gleiche Effektivwerte haben. Erklärt man die Scheinleistung als die größte mögliche Leistung bei gegebenen Effektivwerten der Spannungen und Ströme, so ergibt sich bei sinusförmigem Dreiphasenstrom folgende Konstruktion für die Scheinleistung: Seien U_{23} , U_{31} , U_{12} die drei effektiven Spannungen mit den im Spannungsdreieck gegenüberliegenden Winkeln α_u , β_u , γ_u und J_1 , J_2 , J_3 die drei effektiven Ströme mit den im Stromdreieck gegenüberliegenden Winkeln α_i , β_i , γ_i . Auf dem einen Schenkel des Winkels $\gamma_u + \gamma_i$ trage man das Produkt $U_{13} J_1$ ab, auf dem anderen das Produkt $U_{23} J_2$. Dann gibt die gegenüberliegende Seite des entstehenden Dreiecks die Scheinleistung an. — Der Begriff Blindleistung wird auf sinusförmigen Mehrphasenstrom allgemein anwendbar, wenn man die Blindleistung als 4π -faches Produkt aus der Frequenz und der Differenz zwischen der mittleren magnetischen und mittleren elektrischen Energie erklärt. Die Blindleistung läßt sich dann ebenso durch $n-1$ Sinusinstrumente (Drehfeldinstrumente) messen, wie die Wirkleistung durch $n-1$ Kosinusinstrumente. (Dynamometer). EMDE.

J. H. Dellinger. Present Status of the Electric and Magnetic Units. *Phys. Rev.* (2) 18, 121—125, 1921, Nr. 2. Das internationale System der elektrischen Einheiten beruht auf den vier fundamentalen Einheiten des internationalen Ohms und Ampere, des Zentimeters und der Sekunde. In einer Tabelle werden die elektrischen und magnetischen Größen des internationalen Systems zusammengestellt, wobei die Bezeichnung, die Einheit, die Definitionsformel und die Dimension angegeben wird. Hinsichtlich der magnetischen Einheiten herrscht noch keine völlige Übereinstimmung. Für den Gebrauch in der Ingenieurpraxis wird empfohlen, solche magnetische Einheiten zu benutzen, die sich auf die Amperewindung als Einheit aufbauen; die entsprechenden Einheiten sind gleichfalls in einer Tabelle zusammengestellt und mit den gewöhnlichen Einheiten in Vergleich gesetzt. Der Vorteil besteht darin, daß der Faktor 4π in den meisten Fällen bei den Definitionsgleichungen nicht auftritt. W. JAEGER.

H. Greinacher. Eine umschaltbare elektrische Ventilröhre. *Elektrot. ZS.* 42, 1039—1040, 1921, Nr. 37. Die Ventilwirkung der vom Verf. angegebenen Röhre beruht darauf, daß in eine in einem engen Ansatz eines evakuierten Gefäßes befindliche Elektrode der Strom nur bei einem sehr viel höheren Spannungsgefälle eintreten kann als in eine frei im Gefäß angebrachte Elektrode, weil im ersten Falle die Ausbildung des negativen Glimmlichtes durch die Gefäßwand gehindert wird. In einer größeren, nach rechts oder links um je 45° kippbaren Glaskugel befindet sich ein Metallzylinder mit einer Aluminiumkugel. Diese kann, je nachdem die Glaskugel gekippt wird, entweder mit der linken oder rechten in den Metallzylinder hineinragenden Stiftelektrode Kontakt machen. Die Gleichstromkomponente fließt stets in der Röhre auf die Elektrode zu, die mit dem Metallzylinder Kontakt hat, und dadurch eine sehr viel größere Oberfläche bekommen hat, d. h. immer von oben nach unten. GÜNTHER-SCHULZE.

Alfred Coehn und Albert Lotz. Über Berührungselektrizität im Hochvakuum. ZS. f. Phys. 5, 242—263, 1921, Nr. 4. Um die beim Reiben zweier Dielektrika aneinander auftretende Berührungselektrizität dem Vorzeichen und der Größe des Effektes nach unter wirklich sauberen Bedingungen zu prüfen, muß man die betreffenden Dielektrika völlig frei machen von adhärenierenden Gasen, Flüssigkeitshäuten usw. Nur bei Wahl solcher Versuchsbedingungen kann man untersuchen, ob das bisher angenommene Grundgesetz, nach welchem Stoffe höherer Dielektrizitätskonstante sich positiv laden bei Berührung mit Stoffen kleiner Elektrizitätskonstante, wirklich gilt. Solche Versuche sind von den Verff. durchgeführt, indem sie die Versuche im äußersten Hochvakuum vornahmen, dessen Güte mit allen Mitteln der Hochvakuumtechnik geprüft wurde. Das Prinzip des Verfahrens besteht darin, daß die Reibung eines pulverförmigen Dielektrikums an einer Glaswand eines evakuierten Glasrohrs (aus Felsenglas) hervorgerufen wird, dadurch, daß das Pulver durch Neigen der Gefäßwand an der Innenwand entlang gleitet. Der Sinn der Aufladung der Wand oder des Pulvers wird festgestellt, indem man das Ende des Rohrs, das von der Substanz frei geworden ist, bzw. dasjenige, in das die Substanz hineingerutscht ist, dem Knopfe eines Wulfelektrometers nähert. Die Auswahl des Felsenglases für das Rohr und der endgültig untersuchten Dielektrika geschah nach dem Gesichtspunkt, daß sie das Auspumpen des Rohrs unter Erhitzen auf Rotglut ohne Veränderung ertragen mußten. Der Einfluß von Gas und Feuchtigkeitsbeladung des untersuchten Pulvers wird in entsprechenden Gasatmosphären untersucht. Es ergab sich, daß Sidotblende, Quarz, Schmirgel, Turmalin, Diamant, Carborund sich positiv gegenüber Felsenglas aufladen, unabhängig von der Gasatmosphäre und entsprechend ihrer höheren Dielektrizitätskonstante gegenüber dem Felsenglas. Pyromorphit, das ebenfalls eine hohe Dielektrizitätskonstante hat, lud sich dagegen negativ auf. Eine besondere Untersuchung der Dielektrizitätskonstante geglähten und ungegähten Pyromorphits, zeigte den Grund in einer Änderung der Oberfläche des Minerals, bei der die Dielektrizitätskonstante klein durch das Glühen wurde. Ein Zusammenhang zwischen photoelektrischer Empfindlichkeit von Dielektriken und der Neigung, sich beim Reiben positiv aufzuladen, wurde gesucht, aber nicht gefunden. Schließlich wurden in gleicher Weise wie oben der Effekt der Reibung von Metallen an Glas untersucht. Das Resultat ergibt folgende Tabelle:

Ladung der Metalle gegen Glas	Ladung der Amalgame gegen Glas
Kalium-Natriumlegierung —	Natrium 0,5 bis 0,001 Proz. —
Zink (—)	Kalium 0,1 bis 0,003 Proz. —
Cadmium (—)	Zink 1 bis 0,001 Proz. —
Zinn (—)	Cadmium 0,5 Proz. +; etwa 5 Proz. —
Eisen —	Zinn 0,5 Proz. +; etwa 10 Proz. . . (—)
Blei (+)	Blei 5 bis 0,001 Proz. (+)
Nickel +	Kupfer 0,5 bis 0,0001 Proz. +
Kupfer +	Silber 0,1 bis 0,00001 Proz. +
Quecksilber +	Gold 0,5 bis 0,0001 Prozent. +
Silber +	
Gold +	
Platin +	

Die Resultate waren bei Anwendung aller Vorsichtsmaßregeln im Gegensatz zu den entsprechenden früherer Autoren durchaus reproduzierbar. Das Vorzeichen der Ladung erwies sich als abhängig vom elektrochemischen Charakter des Metalls und wird ge-

deutet durch Zusammenwirken von einerseits Elektronenabgabe des Metalls an das Dielektrikum, andererseits durch den dieser Wirkung entgegengesetzten Lösungsdruck der positiven Ionen.

FRANCK.

P. Lertes. Der Dipolrotationseffekt bei dielektrischen Flüssigkeiten. Phys. ZS. 22, 621—623, 1921, Nr. 21/22. Vgl. diese Ber. 2, 1317, 1921.

SCHEEL.

R. W. Woodward. Structural properties of metals and alloys. Amer. Mach. 55, 596—599, 636—638, 1921, Nr. 15 u. 16. [S. 158.]

BERNDT.

B. Gudden und R. Pohl. Über den Mechanismus der lichtelektrischen Leitfähigkeit. ZS. f. Phys. 7, 65—72, 1921, Nr. 1. Berichtigung ebenda, S. 216, Nr. 3. [S. 198.]

PRINGSHEIM.

William Hughes. Note on the Derivation of Partington's Equation from the General Equation of the Ionization Isotherm. Phil. Mag. (6) 42, 776, 1921, Nr. 251. Berichtigung zu der rechnerischen Ableitung des Verdünnungsgesetzes in der Form, die ihm Partington gegeben hat, aus der allgemeinen Gleichung der Ionisationsisotherme (ebenda, S. 423; diese Ber. S. 92).

BÖTTGER.

D. Reichinstein. Ein elektrolytischer Stromverstärkungseffekt, ein neuer elektrolytischer Verdrängungseffekt und der Zusammenhang zwischen Elektrolyse und Elektronenemission im Vakuum. ZS. f. phys. Chem. 99, 275—289, 1921, Nr. 3/4. In einem Kurzschlußkreise kann durch übergelagerten Wechselstrom ein starker Gleichstrom ausgelöst werden, dessen Leistung viel größer sein kann als diejenige des dazu benutzten Wechselstroms. Die Wirkung der Hochfrequenzströme der drahtlosen Telegraphie auf elektrolytische Zellen ist keine spezifische Hochfrequenzwirkung, vielmehr ist sie qualitativ der Wirkung bei niedriger Frequenz gleich. Bei Parallelschaltung zwischen der Quelle des Gleich- und des Wechselstroms kann die Drosselspule durch einen einfachen Stromunterbrecher ersetzt werden. Durch Zusatz von Oxydationsmitteln zu dem Elektrolyten der Polarisationszelle läßt sich der Gleichstromausschlag von der Zeit unabhängig machen und erhöhen, die Detektor- und Verstärkungswirkung elektrolytischer Zellen mithin stabilisieren. Alle Passivitätsvorgänge sowohl an der Anode als an der Kathode, weisen bei übergelagertem Wechselstrom eine Verminderung der Gleichstrompolarisation auf und lassen sich somit zur Detektor- bzw. Stromverstärkungswirkung ausnutzen. Mittels einer Kommutatoranordnung ist es dem Verf. gelungen, bis jetzt eine 200fache stabile Stromverstärkung zu erzielen, und es sind Andeutungen vorhanden, daß es möglich ist, dieses Verstärkungsverhältnis noch zu erhöhen. Der Verf. beschreibt einen neuen Versuch mit der hochevakuierten Elektronenröhre, welcher dafür spricht, daß bei Aufhebung von Polarisierung die Entstehung von Kathodenstrahlen bei kalten Elektroden und niedriger Spannung möglich ist.

BÖTTGER.

A. B. Schiötz. Zur Elektrolyse wässriger Cersalzlösungen. ZS. f. Elektrochem. 27, 521—523, 1921, Nr. 21/22. Bei den Versuchen, Cer in Legierung mit anderen Metallen elektrolytisch abzuschcheiden, zeigte sich, daß man mit Eisen in schwach milchsaurer Lösung unter Zusatz von Alkalilaktat gute Ergebnisse erhält. Ob die Fällung vollständig oxydfrei ist, ließ sich noch nicht feststellen. Der Zusatz von Laktat erhöht die Überspannung um etwa 0,15 Volt.

BÖTTGER.

Hans Ferdinand Mayer. Über das Verhalten von Molekülen gegenüber freien langsamen Elektronen. 50 S. Diss. Heidelberg 1920. [S. 174.] SPONER.

Frank Horton and Ann Catherine Davies. Critical Velocities for Electrons in Helium. Phil. Mag. (6) **39**, 592—603, 1920, Nr. 233. Es werden ergänzende Messungen zu den Arbeiten der Verff., Proc. Roy. Soc. (A) **95**, 408, 1919, und von J. Franck und P. Knipping, Phys. ZS. **20**, 481, 1919 nach den dort beschriebenen Methoden ausgeführt. Die damals erhaltenen Werte der Anregungsspannung und Ionisierungsspannung des normalen Atoms werden bestätigt und desgleichen der Wert von Franck und Knipping von 79,5 Volt, der eine doppelte Ionisation des Heliums hervorruft. Darüber hinaus wird unter bestimmten Bedingungen auch direkt die Resonanzspannung des Ions 41 Volt und die Arbeit, vom einfach geladenen zum doppelt geladenen Ion überzugehen, 55 Volt in Übereinstimmung mit Bohrs Theorie gemessen. Die Bedingungen müssen dazu so gewählt werden, daß eine Anreicherung einfach positiv geladener Ionen eintritt, die nun wiederum von Elektronen getroffen werden können. FRANCK.

Hertha Sponer. Über die Häufigkeit unelastischer Zusammenstöße von Elektronen mit Quecksilberatomen. ZS. f. Phys. **7**, 185—200, 1921, Nr. 3. S. 172.] FRANCK.

E. Einsporn. Über die Anregungs- und Ionisierungsspannungen des Quecksilbers. ZS. f. Phys. **5**, 208—219, 1921, Nr. 4. Die Arbeit stellt einen Auszug aus der Berliner Dissertation des Verf. dar, soweit deren Inhalt nicht schon in der gemeinsamen Publikation des Verf. mit J. Franck (ZS. f. Phys. **2**, 18, 1920) enthalten ist.

Der Verf. gibt zunächst einen Beitrag zu der Frage, in welcher Weise sich bei Anwendung der Methode des unelastischen Elektronenstoßes die Elektronenstöße im Igdampf auf die Anregung der beiden Resonanzlinien $\lambda = 2536,7 \text{ \AA}$ -E. entsprechend $\lambda = 4,9 \text{ Volt}$ und $\lambda = 1849 \text{ \AA}$ -E. entsprechend $\lambda = 6,7 \text{ Volt}$ verteilen. Es wird dazu eine zylindersymmetrische Anordnung mit Glühdraht, zwei Drahtnetzen und einem Auffänger benutzt. Gemessen wird in Abhängigkeit von der beschleunigenden Spannung die Zahl der Elektronen, die gegen ein konstantes, verzögerndes Feld anlaufen können. Es ergeben sich bei einem Druck von etwa 0,59 mm Hg bei niederen, beschleunigenden Spannungen zunächst nur Umkehrpunkte bei a , $2a$ und $3a \text{ Volt}$, dann aber treten entsprechend dem höheren, auf eine freie Weglänge entfallenden Spannungsgefälle Umkehrpunkte auch bei $2a + b$, $a + 2b$, $4a$, $3b$, $3a + b$, $2a + 2b$ und $a \text{ Volt}$ auf, deren gemessene Werte mit den berechneten innerhalb der Fehlergrenze gut übereinstimmen.

Die Messung der Ionisierungsspannung mit derselben Anordnung bei Verwendung entsprechender Schaltung und kleinen Drucken ergibt den Wert $10,38 \pm 0,05 \text{ Volt}$, woraus sich die Plancksche Konstante unter Benutzung des Millikanschen Wertes $h = (4,774 \pm 0,004) \cdot 10^{-10}$ und der Seriengrenze $\lambda = 1188 \text{ \AA}$ -E. zu $h = (6,593 \pm 0,064) \cdot 10^{-27}$ ergibt. Bei Verwendung der von Davis und Goucher angegebenen Schaltung ergeben sich Werte zwischen 9,0 und 9,5 Volt. Auf die Ursache dieser Abweichung wird hingewiesen.

Auf der Suche nach der Ionisierungsarbeit zur Bildung doppelt positiv geladener Ionen wird bei $42 \pm 2 \text{ Volt}$ ein Knick gefunden, der vielleicht mit dieser Arbeit identifizieren ist. W. GROTRIAN.

John T. Tate and Paul D. Foote. Resonance and ionization potentials for electrons in cadmium vapor. Bull. Bur. of Stand. **14**, 479—486, 1912, Nr. 3. S. 174.] FRANCK.

A. S. Eve. Ionisation Potential and the Size of the Atom. *Nature* **107**, 55—553, 1921, Nr. 2696. [S. 172.]

FRANCE

R. Seeliger und E. Schramm. Anregung der Atome zur Lichtemission durch Elektronenstoß. III. Vervollständigung des Beobachtungsmaterials. *ZS. f. Phys.* **7**, 93—96, 1921, Nr. 2. [S. 172.]

FRANCE

J. Franck. Über Lichtanregung und Ionisation von Atomen und Molekülen durch Stöße langsamer Elektronen. *Phys. ZS.* **22**, 388—391, 409—412, 441—448 und 466—471, 1921, Nr. 13—16. Der ausführliche Bericht des Verf. bildet eine Fortsetzung des früheren Berichtes von J. Franck und G. Hertz (*Phys. ZS.* **20**, 132, 1919) und berücksichtigt die gesamte seitdem erschienene, zum großen Teil englische und amerikanische Literatur. Die experimentellen Ergebnisse werden kritisch gesichtet und in übersichtlichen Tabellen geordnet wiedergegeben. Zu ihrer Deutung wird durchweg die Bohrsche Atomtheorie herangezogen, deren Grundannahme immer wieder bestätigt werden.

1. Teil. Meßmethoden. Beschrieben werden: die Methode des unelastischen Elektronenstoßes von Franck und Hertz und ihre Erweiterung zur Messung höherer Anregungsspannungen; die Lenardsche Methode, verbessert von Davis und Goucher zur Unterscheidung zwischen Lichtanregung und Ionisation (gegen die Deutung einiger nach dieser Methode gewonnenen Ergebnisse werden vom Verf. Bedenken geltend gemacht); eine andere Modifikation, von verschiedener Seite gleichzeitig vorgeschlagen, ermöglicht den Nachweis schwacher lichtelektrischer Effekte. Kurz erwähnt werden die Methoden von J. J. Thomson und Langmuir.

2. Teil. Resultate. a) Metaldämpfe. Tabellarische Zusammenstellung der bisher gemessenen Resonanz- und Ionisierungsspannung und der ihnen nach der $h \cdot \nu$ -Beziehung entsprechenden Wellenlängen. Für Quecksilber wird der Zusammenhang zwischen Anregungsspannungen und Serienlinien eingehend tabellarisch und graphisch dargestellt. b) Edelgase. Für Helium werden die Meßergebnisse für Resonanz- bzw. Umwandlungsspannung und Ionisierungsspannung mitgeteilt. An Hand eines graphischen Schemas des Ortho- und Parheliumspektrums wird die Deutung der gemessenen Spannungen im Zusammenhange mit dem Atommodell von Bohr und Landé eingehend diskutiert. Auch die neuesten Ergebnisse von Fricke und Lyman über das extrem ultraviolette Spektrum des Heliums sind mit den Elektronenstoßergebnissen in Einklang. Für Argon und Neon werden die bisher vorliegenden Messungen der Resonanz- und Ionisierungsspannung mitgeteilt. c) Mehratomige Gase. Durch Elektronenaffinität und eventuelle Zersetzung der Substanzen entstehen Schwierigkeiten bei Messung kritischer Spannungen in mehratomigen Gasen, die geeignete Wahl der Meßmethoden bedingen. Bei Deutung der Resultate im Sinne der Theorie der Bandenspektren ist außer der Energiebilanz die Frage zu berücksichtigen, ob die betreffende Konfigurationsänderung durch den Stoß eines Elektrons wirklich eintreten kann. Zum Beispiel kann es zweifelhaft sein, ob der betreffende Prozeß mit dem Impulssatz verträglich ist. Es tritt u. a. keine Dissoziation ein, wenn das stoßende Elektron gerade die zur thermischen Dissoziation nötige Energie besitzt. Die nähere Prüfung des Zusammenhanges zwischen Dissoziation des Moleküls und Anregung durch Elektronenstoß führt zu dem Schlusse, daß ein Molekül eine viel größere Energie, als zur Dissoziation erforderlich, aufnehmen kann, ohne zu zerfallen. Für Wasserstoff und Joddampf ergibt sich, daß die thermische Dissoziationsarbeit des Moleküls plus Ionisierungsarbeit eines Atoms kleiner sein muß, als die Ionisierungsarbeit des Moleküls. Die Meßergebnisse an Wasserstoff sowie verschiedenen anderen mehratomigen Gasen werden tabellarisch zusammengefaßt und diskutiert.

W. GROTRIAN

Thea Krüger. Über die Ionisierungsarbeiten und die Dissoziationsarbeit des Wasserstoffs. Ann. d. Phys. (4) **64**, 288—304, 1921, Nr. 3. Den Inhalt bildet die ausführliche Mitteilung der Ergebnisse der Messungen über Ionisation und Dissoziation von Wasserstoffmolekülen durch Elektronenstoß; die Resultate dieser Arbeit finden sich zum größeren Teil schon diskutiert in einer früheren Arbeit der Verf. in Gemeinschaft mit Franck und Knipping (diese Ber. **1**, 1394, 1920). Als Meßmethode waren die in den neueren Arbeiten über dieses Gebiet üblichen Methoden verwandt. Wesentlich ist, daß, um Fehler zu vermeiden, hier zuerst das Verfahren der Eichung des Apparates durch Benutzung der Quantensprünge des Heliums als Referenzwerte durchgeführt ist. Es ergaben sich zwei Ionisierungsspannungen, eine starke bei $17,1 \pm 0,25$ Volt und eine schwächere bei $30,4 + 0,5$ Volt. Die erstere wird als Summe der Ionisierungsspannung eines Atoms plus der Dissoziationsarbeit des Moleküls gedeutet. Die zweite als völlige Zerlegungsarbeit des Moleküls in zwei Kerne und zwei Elektronen. Hieraus berechnet sich, da die Ionisierungsarbeit des Atoms aus der Grenze der Lymanserie bekannt ist, für die Dissoziationsarbeit des H_2 $3,5 \pm 0,2$ Volt = 81 300 gcal \pm 5700 gcal, ein Wert, der innerhalb der Beobachtungsfehler mit dem von Langmuir ermittelten übereinstimmt. Bei 11 Volt wurde schwache Strahlung (und Ionisation; die hierfür gegebene Deutung wird jetzt nicht mehr aufrechterhalten und sei daher übergangen. D. Ref.), bei 13 Volt stärkere Strahlung gefunden. Letztere wird als Summe der Energie, die zur Anregung des ersten Gliedes der Lymanserie verbraucht wird, zuzüglich der Dissoziationsarbeit des Moleküls gedeutet. (Erstere beruht offenbar auf Anregung der Bandenemission des Wasserstoffmoleküls. D. Ref.)

FRANCK.

C. G. Darwin. The Collisions of α -Particles with Hydrogen Nuclei. Phil. Mag. (6) **41**, 486—510, 1921, Nr. 243. [S. 174.]

W. PAULI jr.

Albert Schultz. Spektralanalytische Beobachtungen an den Kanal- und Kathodenstrahlen des positiven Spitzenstroms in Sauerstoff und Stickstoff. Ann. d. Phys. (4) **64**, 367—376, 1921, Nr. 4. [S. 195.]

WESTPHAL.

P. Loisel. Sur la radioactivité des sources de la région de Bagno les de l'Orne. C. R. **173**, 921—923, 1921, Nr. 20.

SCHEEL.

Sophie Rotszajn. Die Anwendung der Planckschen Erweiterung der Quantenhypothese auf rotierende Gebilde mit zwei Freiheitsgraden in einem Richtungsfelde. Diss. Zürich. 44 S. 1920. [S. 156.]

VALENTINER.

Walter A. Jenkins. On the Determination of „ \S “. Phil. Mag. (6) **41**, 454—462, 1921, Nr. 243. Fortsetzung von Phil. Mag. Oct. 1913: \S wird dadurch bestimmt, daß man ein künstliches magnetisches Feld erzeugt, dessen Stärke doppelt so groß ist wie die des Erdfeldes. (Theorie von Hicks.) Zur Vergleichung der Stärke der zwei Felder dient die Messung der Schwingungszeiten eines aufgehängten Magnet-systems. (Genauigkeit dieser Methode bis auf $1/10\,000$.) Um die Ungenauigkeiten, welche durch die Bestimmung der Schwingungszeiten bedingt sind, zu beseitigen, hat W. A. Jenkins zwei weitere Versuchsanordnungen ausgearbeitet:

1. Allgemeine Anordnung wie oben, d. h. künstliches magnetisches Feld durch ein Solenoid; die Gleichheit der Felder wird aber hier durch Messung des Winkels festgestellt, um welchen ein aufgehängter Magnet abgelenkt wird, wenn er unter dem Einflusse des Erdfeldes und des Solenoidfeldes steht. Das Solenoidfeld wird genau \perp zum Erdfeld gestellt.

2. Die Richtung des Solenoidfeldes wird gerade entgegengesetzt der Richtung des Erdfeldes genommen, die Stärke des Solenoidfeldes gleich $2 \times$ derjenigen des Erdfeldes. Die Gleichheit der zwei Felder wird durch die Ablenkung eines Hilfsmagnets in der zweiten Gaußschen Hauptlage geprüft.

Wenn bei der obigen 1. Versuchsanordnung das Solenoid auf einem großen, kreisförmigen Tische aufgebaut ist, dessen Drehung genau gemessen werden kann (wie bei einem Spektrometertisch), so ist sie nach Jenkins die beste, um δ rasch und sehr genau zu messen. STÖCKL.

Gustav Benischke. Interferenzschwebungen gleicher Art bei pendelnden Synchronmotoren und bei Glühkathodenröhren. Elektrot. u. Maschinenb. 39, 53–55, 1921, Nr. 5. Es wird an die bekannte Tatsache angeknüpft, daß bei Überlagerung einer erzwungenen und der Eigenschwingung Schwebungen entstehen, deren Frequenz gleich dem Unterschied der beiden Einzelfrequenzen ist. In der drahtlosen Telegraphie mit „ungedämpften“ Wellen wird die Erscheinung dazu benutzt, mit Hilfe einer Glühkathodenröhre in Schwingaudionschaltung Hörempfang zu ermöglichen. Die in Abb. 2 gegebene „einfachste Anordnung“ dürfte allerdings weder als Schwingungserzeuger wirken, da die Rückkopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis fehlt, noch als Audion, da die Einstellung auf ein Knie der Anoden- oder Gitterstromkennlinie fehlt. Der Stromkreis $CDGK$ ist auch nicht zu Eigenschwingungen befähigt, da der Widerstand GK die Größenordnung 10^7 Ohm hat. — Ähnlich überlagern sich im Synchronmotor die vom Netz kommende erzwungene und die Eigenschwingung. Die Folge sind die in der Praxis höchst unerwünschten mechanischen Pendelungen. Der Einfluß von „Kupplung“ und Dämpfung wird besprochen. MÜHLBRETT.

Hans Nielsen. Die Vorausberechnung von Drehstrom-Quecksilberdampf-Gleichrichtern. Elektrot. ZS. 42, 1185–1190, 1921, Nr. 42. Verf. leitet die Formeln für die Vorausberechnung von Drehstromgleichrichtern für den Fall ab, daß der Transformator beiderseits in Sternschaltung verwandt wird. Die Stromverteilung für Transformatoren mit Sparschaltung sowie die Kurvenformen der Ströme und Spannungen sowohl für Transformatoren mit induktiver Vorschaltung wie ohne eine solche werden berechnet. Zuletzt wird noch eine sehr einfache Formel für die Bestimmung der Größe der primären Reaktanz in Abhängigkeit von dem erwünschten Spannungsabfall gebracht.

Die Arbeit ist eine Fortsetzung früherer Berechnungen des Verf. (s. Elektrot. ZS. 40, 224, 1919; diese Ber. 1, 343 u. 423, 1920). GÜNTHER-SCHULZE.

B. Szapiro. Zur Frage der Erdung des Nulleiters. Elektrot. u. Maschinenb. 39, 617–619, 1921, Nr. 51. SCHEEL.

World-Wide Activity in Steam Railway Electrification. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 40, 850, 1921, Nr. 11. SCHEEL.

Baerwald. Die physikalischen Grundlagen der Röntgen-, Radium- und Lichttherapie. Strahlentherapie 12, 921–978, 1921, Nr. 4. Der Verf. gibt in dieser Arbeit eine für Ärzte bestimmte klare Darstellung der neueren Fortschritte der Physik auf dem Gebiet der Strahlung und des Atombaues. Im ersten Teil wird der Energieaustausch der Materie mit korpuskularen Strahlungen behandelt (Kathoden- und Kanalstrahlen), im zweiten Teil der Energieaustausch der Materie mit Wellenstrahlungen (Röntgenstrahlen, Absorption und Dispersion des Lichts), im dritten Teil der Aufbau des Atoms und des Moleküls. GLOCKER.

6. Optik aller Wellenlängen.

H. Synge. Uniform Motion in the Aether. Nature **107**, 746, 1921, Nr. 2702. Bemerkungen hierzu von Harold Jeffreys, ebenda S. 747. [S. 155.]

H. Synge. Uniform Motion in the Aether. Nature **108**, 80, 1921, Nr. 2707. [S. 155.] ERFLE.

Harold Jeffreys. Uniform Motion in the Aether. Nature **108**, 80, 1921, Nr. 2707. [S. 155.] ERFLE.

Anderson. The Convection Coefficient in a Dispersive Medium. Phil. Mag. (6) **42**, 509—511, 1921, Nr. 250. Anderson leitet für den Fizeauschen Versuch eine Formel ab, welche sich von der von Lorentz abgeleiteten [s. diese Ber. **1**, 623, 1920, Formel (2)] dadurch unterscheidet, daß im letzten Glied der Klammer $\frac{d\mu}{d\lambda}$ ersetzt ist durch $\frac{\lambda}{\mu^3} \frac{d\mu}{d\lambda}$. Er erwähnt die soeben genannte von Lorentz abgeleitete richtige Formel als von Cunningham in „The Principle of Relativity, S. 63“ abgeleitet. Anderson hält seine Ableitung für die richtige, trotzdem in dem vom genannten Buche Cunninghams „Relativity and the Electron Theory“, S. 44 die Cunninghamssche (wir fügen hinzu: Lorentzsche) Formel ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Messungen von Zeeman ergeben hatte. Es handelt sich dabei, wie hier erwähnt sei, um die älteren Messungen Zeemans (1914 bis 1916), die in diesen Ber. **1**, 623, 1920 in der Einleitung zu dem Bericht über die neuere Arbeit von Zeeman (1920) genannt sind. (Siehe dazu noch diese Ber. **1**, 913—915 u. 1519—1520, 1920). Um zu zeigen, welche Unterschiede im Zahlenwert des Mitführungskoeffizienten für den Fizeauschen (also den alten Zeemanschen) Versuch bei Wasser sich ergeben, nachdem man den alten unvollständigen Fresnelschen Ausdruck ($K_F = 1 - \frac{1}{\mu^2}$), den von Anderson (K_A) oder den von Lorentz (Anderson nennt ihn K_C , weil er ihn fälschlich nach Cunningham benennt) benutzt, sei aus dem Schluß der Mitteilung von Anderson eine aus den Martensschen Messungen der Dispersion des Wassers berechnete Zusammenstellung wiedergegeben, die außerdem das aus Zeemans Messungen (in der alten Versuchsanordnung) folgende Ergebnis (K_Z) enthält:

Wellenlänge	K_F	K_A	K_C	K_Z
4500	0,4424	0,4615	0,4615	0,465
4580	0,4420	0,4579	0,4634	0,463
5461	0,4333	0,4501	0,4541	0,451
6370	0,4348	0,4438	0,4464	0,447

Der erste Wert von K_C scheint durch einen Druckfehler entstellt zu sein. ERFLE.

A. Houstoun. The Present Position of the Wave Theory of Light. Nature **107**, 13—15, 61—64, 1921, Nr. 2705 u. 2706. Es wird ein sehr lesenswerter Überblick über den gegenwärtigen Stand der Wellentheorie des Lichtes, über ihre Schwierigkeiten und über die Möglichkeit, die man unter Beibehaltung der Wellentheorie diese Schwierigkeiten überwinden kann, gegeben. (Siehe hierzu auch den Vortrag von Planck, Über das Wesen des Lichtes, gehalten am 28. Oktober 1919 in der Hauptversammlung der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft, erschienen bei J. Springer, 1920) Wir

heben nur zwei Stellen hervor: „Infolgedessen fordern wir von einer Theorie n daß sie heute und für unsere Generation gilt. Eine Theorie ist dann leistungsfäh wenn sie die Tatsachen zusammenfaßt und uns befähigt, neue Tatsachen vorauszusehen. Ferner: „Es ist gefährlich, Theorien allgemeine Gültigkeit zuzuschreiben, die nur einer beschränkten Zahl von Fällen geprüft werden können. Infolgedessen ist d sich auf der Erde bewegende Äther der Äther.“ Es wird unter anderem Bezug nommen auf: Sir Joseph Thomson, „Mass, Energy and Radiation“ (Phil. Ma Juni 1920), auf die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie, die Plancksch „Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung“ (2. Aufl. 1913), auf die Arb von Planck in den Sitzber. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1914, S. 918—923, „Eine v änderte Formulierung der Quantenhypothese“, das Buch von G. W. Kaye über Röntge strahlen und die darin genannten aus den Beobachtungen über die Wirkungen d Röntgenstrahlen folgenden grundsätzlichen Schwierigkeiten der Wellentheorie, auf d Robert Boyle-Vorlesung von Sir William Bragg (s. Nature vom 19. Mai, S. 37 auf einen Aufsatz von de Broglie im Journal de physique (August 1920). Gelegentlich der Besprechung der alten Newtonschen Emissionstheorie wird d auf aufmerksam gemacht, daß diese auf keinen Fall heutzutage etwa als Ausweg a den Schwierigkeiten der Wellentheorie in Betracht kommen kann, daß man vielmehr statt der üblichen Annahme harmonischer Wellenzüge mit Lichtpulsen und mit d Überlagerung einer Anzahl von Wellenzügen gleichzeitig schwingender Elektron arbeiten muß. Dabei wird ein Zahlenbeispiel des Falles durchgerechnet, daß i Innern einer positiv geladenen Kugel ein um den Kugelmittelpunkt schwingend Elektron angenommen wird.

ERFLE

Max Coque. Radiations, Illumination and Colours. The Optician **62**, 83—92—97, 205—206, 214—217, 232—234, 240, 1921, Nr. 1592, 1593, 1599, 1600, 1601, 1602.

ERFLE

E. C. C. Baly. Absorption Spectra. Nature **108**, 311—313, 1921, N. 2714. RADN

William Swalme. Geometrical Ophthalmic Optics. The Optician **61**, 117—121, 190—193, 210—214, 265—271, 309—313; **62**, 36—39, 133—136, 199—202, 1921. Übersicht über die geometrisch-optischen Grundlagen der physiologischen Optik m besonderer Berücksichtigung der verschiedenen Bezeichnungenswesen. II. R. SCHU

H. Erfle. Beitrag zu den Durchrechnungsformeln. ZS. f. techn. Phys. **2**, 265—279, 1921, Nr. 10. Kurze Mitteilung eines der Ergebnisse der unter gleichem Ti in der Centralztg. f. Opt. u. Mech. **42**, 421—424, 439—441, 455—457, 1921 erschienenen Arbeit (siehe den folgenden Bericht).

ERFLE

H. Erfle. Beitrag zu den Durchrechnungsformeln. Centralztg. f. Opt. u. Mech. **42**, 421—424, 439—441, 455—457, 1921, Nr. 28, 29, 30. In § 1 wird ähnlich wie b C. W. Woodworth [Science (N.S.) **43**, 824—825, 1916] geometrisch-algebraisch e Beziehung zwischen den Strecken abgeleitet, die vom einfallenden und dem durch e Kugelfläche gebrochenen Strahl auf der Achse abgeschnitten werden. Es wird d darauf hingewiesen, daß in der von Woodworth mitgeteilten Formel n und n' m einander verwechselt sind. Die beiden abgeleiteten Gleichungen lauten (bei Woo worth kommt nur eine Gleichung vor, welche einer dieser beiden Gleichung ähnlich ist):

$$\frac{n}{s' - r} = -\frac{n'}{s - r} + \frac{n + n'}{r} \left\{ -\cos \varphi + \frac{\sin \varphi}{\operatorname{tg} \left(\frac{i + i'}{2} \right)} \right\} \dots \dots \dots$$

$$\frac{n}{s' - r} = \frac{n'}{s - r} + \frac{n' + n}{r} \left\{ \cos \varphi + \sin \varphi \operatorname{tg} \left(\frac{i + i'}{2} \right) \right\} \dots \dots \dots$$

und i' sind Einfallswinkel bzw. Brechungswinkel, φ der Kugelwinkel $= u + i = u' + i'$, u Öffnungswinkel vor der Brechung, u' nach der Brechung, r der Kugelradius, n und n' die Brechungsverhältnisse vor bzw. nach der Brechung, \bar{s} bzw. \bar{s}' der Abstand des Schnittpunktes des einfallenden bzw. des gebrochenen Strahles mit der Achse vom Kugelmittelpunkt. Es wird gezeigt, daß (9) und (15) durch Umformung ineinander übergehen. In § 2 wird die Gleichung

$$\frac{r}{\bar{s}' - r} = -\cos \varphi + \frac{n'}{n} \sqrt{1 + \frac{2r}{\bar{s} - r} \cos \varphi + \left(\frac{r}{\bar{s} - r}\right)^2 - \frac{n^2}{n'^2} \sin^2 \varphi} \dots (23)$$

abgeleitet, d. h. eine Beziehung, die \bar{s}' ausdrückt unmittelbar durch \bar{s} und φ . Die Ableitung erfolgt einmal durch Auflösung der Identität $\sin u' = \sin(\varphi - i')$ in die einzelnen trigonometrischen Funktionen und längere Umformungen, das andere Mal aus der bekannten Beziehung

$$\bar{p}^2 = (\bar{s} - r)^2 + r^2 + 2r(\bar{s} - r) \cos \varphi \dots (24)$$

und einer entsprechenden für \bar{p}'^2 (\bar{p} bzw. \bar{p}' die Weglängen, d. h. die Abstände von dem Einfallspunkt zum dingseitigen bzw. bildseitigen Schnittpunkt des Strahles mit der Achse). Für den Hinweis, inwieweit eine gelegentlich der ersten Ableitung abgeleitete Formel für eine beliebige Umdrehungsfläche gilt, sei auf S. 439 und 440 (besonders Gl. (22)) der Arbeit selbst verwiesen. Aus (23) folgt für $\varphi = 0$, d. h. für achsennahe Strahlen, die bekannte Gleichung:

$$\frac{n}{\bar{s}' - r} = \frac{n'}{\bar{s} - r} + \frac{n' - n}{r} \dots (28)$$

Für die Spiegelung ($n' = -n$) tritt auch für nicht achsennahe Strahlen eine wesentliche Vereinfachung von (23) ein; es wird

$$\frac{1}{\bar{s}' - r} = -\frac{1}{\bar{s} - r} - \frac{2}{r} \cos \varphi \dots (26)$$

hinweise, wie man aus (23) einerseits die sphärische Abweichung näherungsweise berechnen und andererseits auf das Vorhandensein der aplanatischen Punkte schließen kann, mögen S. 455—456 der Arbeit selbst nachgelesen werden. In § 3 werden noch verschiedene Zusammenhänge zwischen den Schnittweiten \bar{s} , \bar{s}' , den Einfallswinkeln i und den Öffnungswinkeln u , u' abgeleitet, so

$$\frac{n \cos u}{\bar{s}' - r} = \frac{n' \cos u'}{\bar{s} - r} + \frac{n' \sin(i - i')}{r \sin i} \dots (34)$$

und die Kerbersche Gleichung:

$$\frac{n}{\bar{s}' - r} = \frac{n'}{\bar{s} - r} + \frac{n' - n}{r} + \frac{n' D}{(\bar{s} - r) \sin u} \dots (36)$$

wobei

$$D = 4 \sin\left(\frac{i - i'}{2}\right) \sin\left(\frac{i' - u}{2}\right) \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \dots (36a)$$

Angabe weiterer Einzelheiten würde hier zu weit führen, erwähnt sei nur noch, daß in § 3 darauf hingewiesen ist, daß die üblichen trigonometrischen Durchrechnungsformeln für die Kugelfläche auf G. S. Klügel (Ende des 18. Jahrhunderts) zurückzuführen sind.

ERFLE.

H. Gouy. Sur l'aplanétisme et la condition des sinus. C. R. 172, 419—423, 1921, Nr. 8. Es wird ein Beweis für die Abbesche Sinusbedingung gegeben im Anschluß an einen Satz, den Gouy 1921 abgeleitet hat (diese Ber. 2, 1105, 1921. Bezüglich anderer Beweise für die Sinusbedingung sei verwiesen auf S. Czapski,

Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe, 1904, S. 123—132. König und v. Rohr in dem von M. v. Rohr 1904 herausgegebenen Buche „Die Theorie der optischen Instrumente“, I. Bd., S. 292—298; P. Drude, „Lehrbuch der Optik“, 2. Aufl., 1906, S. 55—58). Es seien A_1 ein Dingpunkt auf der optischen Achse und A_2 sein Bild. Es soll gezeigt werden, daß die Sinusbedingung $\frac{\sin u_2}{\sin u_1} = \text{const}$ die notwendige und hinreichende Bedingung dafür ist, daß nicht nur A_1 scharf in A_2 abgebildet wird, sondern auch ein in einer Senkrechten durch A_1 zu A_2 benachbarter Punkt in einen entsprechenden Punkt nahe A_2 . $D_2 A_2$ sei der austretende Strahl, der dem einfallenden Strahl $A_1 D_1$ entspricht. $A_1 B_1$ sei eine kleine Strecke in der Zeichenebene und bilde mit der optischen Achse den Winkel Θ_1 ; die entsprechende ebenfalls in der Zeichenebene liegende Strecke $A_2 B_2$ schließe mit der optischen Achse den Winkel Θ_2 ein. Der Strahl $A_1 D_1$ liege der Allgemeinheit halber nicht in der Zeichenebene und schließe mit der optischen Achse den Winkel u_1 ein ganz entsprechend $D_2 A_2$ den Winkel u_2 . Zu einer bestimmten Zeit seien die A_1 bzw. B_1 entsprechenden Wellenflächen S_1 bzw. S'_1 zu einer anderen Zeit S_2 bzw. S'_2 . Dann befinde sich zwischen S_1 und S'_1 auf dem Strahl $A_1 D_1$ das Stück ε_1 , zwischen S_2 und S'_2 auf dem Strahl $D_2 A_2$ das Stück ε_2 . Für diese beiden Stücke gilt nach dem erwähnten Satze von Gouy: $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 n_1/n_2$. Wenn die Ebene $D_1 A_1 D_2 A_2$ mit der Ebene $B_2 A_1 A_2$ den Winkel η einschließt, dann gilt, falls S'_1 und S'_2 Kugelwellen sein sollen,

$$\varepsilon_1 = A_1 B_1 [\cos \Theta_1 (\cos u_1 - 1) + \sin \Theta_1 \sin u_1 \cos \eta]$$

$$\varepsilon_2 = A_2 B_2 [\cos \Theta_2 (\cos u_2 - 1) + \sin \Theta_2 \sin u_2 \cos \eta].$$

Wenn die angeschriebenen drei Gleichungen für beliebigen Winkel η gelten sollen (u_2 hängt nicht von η ab), ist es notwendig und genügt es, daß eine der drei Gruppen von Bedingungen erfüllt ist:

$$\Theta_1 = \Theta_2, \quad \frac{u_2}{u_1} = \frac{n_1 A_1 B_1}{n_2 A_2 B_2} = 1 \dots \dots \dots (1)$$

$$\sin \Theta_1 = \sin \Theta_2 = 0, \quad \frac{\sin^2 (\frac{1}{2} u_2)}{\sin^2 (\frac{1}{2} u_1)} = \frac{n_1 A_1 B_1}{n_2 A_2 B_2} \dots \dots \dots (2)$$

$$\cos \Theta_1 = \cos \Theta_2 = 0, \quad \frac{\sin u_2}{\sin u_1} = \frac{n_1 A_2 B_1}{n_2 A_2 B_2} \dots \dots \dots (3)$$

Im Falle (2) liegen die Punkte B_1 und B_2 ebenfalls auf der optischen Achse; die notwendige und hinreichende Bedingung für die gleichzeitige und scharfe Abbildung von A_1 und B_1 in A_2 und B_2 ist die Herschelsche Bedingung. Fall (3), in dem es sich um unendlich nahe Punkte auf Achsensenkrechten handelt, ergibt die Sinusbedingung

die nach Einführung der üblichen Schreibweise für die Lateralvergrößerung $\beta = \frac{A_2 B_2}{A_1 B_1}$ lautet:

$$\frac{\sin u'}{\sin u} = \frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{\beta}.$$

In einer späteren Arbeit will Gouy ableiten, wie man aus einer etwaigen Abweichung von der Sinusbedingung die Form der Wellenfläche S'_2 und damit die Form für B_2 berechnen kann. Schließlich wird der Sonderfall $u_1 = 90^\circ$ behandelt. ERFL

E. Mayer. An Elementary Theory of Deviation through Astigmatic Lenses. The Optician 61, 343—344; 62, 65—67, 121—123, 1921, Nr. 1584, 1591, 1595.

— The Visual Equivalence of Lenses. The Optician 62, 221—222, 239—240, 1921, Nr. 1601, 1602. Es wird versucht, eine neue Bestimmung der Hauptbrechkraft astigmatischer Linsen abzuleiten, bei welcher als Kriterium die Drehung des Bildes einer achsensenkrechten Geraden benutzt werden soll. H. R. SCHULZ

H. Rosenberg. Über den Einfluß der Fokussierung auf die photographisch wirksamen Wellenlängen. *Astron. Nachr.* **213**, 329—342, 1921, Nr. 5109. Die Auswertung eines Apochromat-Tessars von etwa 840 mm Brennweite zeigte, daß die wirksame Wellenlänge stark durch die Fokussierung beeinflusst wird, und zwar in erster Linie durch die Bildstärkenkorrektur. Bei einer Verschiebung des Objekts um 1,5 mm ändert sich das Vorzeichen der Korrektur. Bei Reduktion auf eine Normalbildstärke 0,1 mm ist ein Einfluß kleiner Fokaländerungen hingegen nicht zu bemerken, wie die nach drei Platten zusammengestellten Generalmittel für Aufnahmen des Doppelsterns β -Cygni zeigen.

Fokus	λ_c (* A)	λ_c (* B)	Differenz
15,5 mm	4353 Å.-E.	4270 Å.-E.	83 Å.-E.
15,0 "	4434 "	4332 "	102 "
14,5 "	4459 "	4364 "	95 "
14,0 "	4495 "	4409 "	86 "
<hr/>			
Mittel 92 Å.-E.			

Hingegen scheinen die aus Durchmesserwerten fokaler Sternscheibchen abgeleiteten Helligkeitsunterschiede verschiedenfarbiger Sterne durch die Fokusänderungen beeinflusst zu werden.

H. R. SCHULZ.

I. Erfle. Eine vereinfachte Bestimmung des Brechungsverhältnisses des Flüssigkeitsgemisches beim Eintauchverfahren. *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **2**, 358—361, 1921, Nr. 24. H. S. Uhler bestimmt (siehe die Übersetzung durch I. Erfle in *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **42**, 357—358, 1921) als Verallgemeinerung des Fabry'schen Vorschlages das Brechungsverhältnis N einer in einem planparallelen Trog befindlichen Flüssigkeit durch Eintauchen eines Prismas mit bekanntem Brechungsverhältnis n dadurch, daß die Ablenkung gemessen wird für eine Stellung des Prismas, in der die Winkelhalbierende parallel zu den Durchtrittsflächen des Trogs, also senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl steht. Es wird hier gezeigt, daß man statt der umständlichen Reihenentwicklung bei Fabry und Uhler zu einfachen strenggültigen Formeln kommt, wenn man das Eichprisma n so im Trog aufstellt, daß entweder eine Eintrittsfläche oder seine Austrittsfläche den Durchtrittsflächen des Trogs parallel wird und dabei der Strahl entweder senkrecht auf den Flüssigkeitstrog einfällt oder den Flüssigkeitstrog senkrecht verläßt. Es wird darauf hingewiesen, daß das Verfahren beispielsweise auch dazu dienen kann, das Brechungsverhältnis n einer in einem Eichprisma befindlichen Lösung zu berechnen aus dem Brechungsverhältnis N des Lösungsmittels und der Gesamtablenkung ε . Ausgegangen wird von der Formel, welche bei einem beliebigen Einzelprisma den Sinus des zweiten Brechungswinkels (des Austrittswinkels) ausdrückt durch den Einfallswinkel, den brechenden Winkel und die drei Brechungsverhältnisse: n_1 vor dem Prisma, n_2 des Prismas und n_2' hinter dem Prisma [siehe Formel (5), diese Ber. **2**, 334, 1921]. Bezüglich aller Einzelheiten (auch Zahlenbeispiele und Näherungsformeln) sei auf die Arbeit selbst verwiesen. Zur Berechnung dient, je nach der Prismenstellung, eine der beiden Formeln, in denen α den brechenden Winkel des eintauchenden Prismas, ε die Gesamtablenkung bezeichnet (n_0 ist meist gleich 1 zu setzen):

$$N = -n_0 \sin \varepsilon \cotg \alpha + \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \varepsilon} \quad \dots \quad (3)$$

$$N^2 = n^2 + n_0^2 \frac{\sin^2 \varepsilon}{\sin^2 \alpha} - 2 n n_0 \sin \varepsilon \cotg \alpha \quad \dots \quad (4b)$$

ERFLE.

Nihal Karan Sethi. On Wave-Propagation in Optically Heterogeneous Media and the Phenomena observed in Christiansen's Experiment. Proc. Indian Ass. f. the Cultivation of Sc. 6, 121—141, 1921, Nr. 3/4. Nach einleitenden Bemerkungen über die bekannten Versuche von C. Christiansen (Wied. Ann. 23, 1884 und 24, 1885) und die theoretischen Erklärungsversuche von Rayleigh aus dem Jahre 1899 (siehe Scientific Papers, Bd. II, S. 433—435 und Bd. IV, S. 392—396) teilt Sethi seine überaus sorgfältigen Beobachtungen mit, die er durch theoretisch abgeleitete Formeln darstellen kann. Die theoretische Grundlage ist ähnlich der von Chinmayanandam (diese Ber. 1, 45, 1920) für die theoretische Darstellung der Abhängigkeit des Reflexionsvermögens einer „idealen“ rauhen Fläche vom Einfallswinkel und der Feinkörnigkeit der Rauhung gewählten Betrachtungsweise. Unter anderem zeigte sich, daß das durchgelassene Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ nicht, wie es aus Rayleighs Betrachtungen folgte, einfach durch

$$\Delta\lambda = \frac{1}{\sqrt{2td}} \cdot \frac{\lambda}{d\lambda} \dots \dots \dots (1)$$

gegeben ist (t Schichtdicke, d mittlere Teilchengröße für die in der Flüssigkeit schwebenden pulverförmigen Teilchen), sondern, daß das Bereich größer ist und durch die Empfindlichkeitsgrenze des Auges bedingt ist. Beobachtet wurden Lösungen von Glaspulvern verschiedener Größe in einer Schwefelkohlenstoff-Benzol-Mischung, außerdem wurden auch Beobachtungen angestellt für den Fall, daß nur zwei Flüssigkeiten (Glycerin und Terpentin) gemischt wurden. Die Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Beobachtung des durchgelassenen Lichtes. a) Das beobachtbare Gebiet der durchgelassenen Wellenlängen hängt von der Intensität des einfallenden Lichtes ab. b) Eine theoretische Behandlung, die auf die Beugungstheorie und die Wahrscheinlichkeitsrechnung gegründet ist, zeigt, daß die Intensität des durchgelassenen Lichtes darstellbar ist durch den auch experimentell bestätigten Ausdruck

$$J = e^{-ctd\left(\frac{\mu - \mu'}{\lambda}\right)^2},$$

in dem t , d , λ die oben angegebene Bedeutung haben und $\mu - \mu'$ den Unterschied des Brechungsverhältnisses des pulverförmigen Körpers gegenüber dem der Flüssigkeit bedeutet. c ist etwa 7 (eine reine Zahl). J ist das Verhältnis der durchgelassenen zur einfallenden Intensität.

- c) Die Formel ergibt, daß mit den feinsten Pulvern das durchgelassene Spektralgebiet sehr groß ist.

2. Die Farben des Halos. Die bisher übliche Aussage, daß die Farbe des Halo komplementär ist zu der des (ohne Ablenkung) durchgelassenen Lichtes, ist nicht richtig. Der Halo hat nicht ein und dieselbe Farbe, sondern vielmehr eine bestimmte Gliederung. Das wird durch Beobachtungen und durch Photographieren des Spektrum des Halos gezeigt, das für kleine Abstände von der Mitte des Halos zwei enge hell Banden zeigt, die durch einen dunkeln Zwischenraum getrennt sind. Diese Bande verbreitern sich mit zunehmendem Beobachtungsabstand x (Abstand von der Mitte des Halos). Erklärt werden diese Beobachtungstatsachen durch weitere Beobachtungen in monochromatischem Licht, bei denen sich zeigt, daß die Lichtverteilung in einer

(monochromatischen) Halo darstellbar ist durch den Ausdruck $e^{-\frac{b}{(\mu - \mu')^2 \lambda^2} x^2}$, in dem zunimmt mit zunehmender Teilchengröße; mit abnehmender Schichtdicke t und abnehmender Wellenlänge λ nimmt b zu.

. Die Oberflächenfarben an der horizontalen Trennungsschicht zwischen der oberen) klaren Flüssigkeit und dem sich unten absetzenden Pulver sind nicht nur verschieden bei verschiedenen $\mu - \mu'$, sondern auch zu beiden Seiten der Trennungsschicht; sie rühren offenbar von einer Art Totalreflexion her.

. Wird statt einer Mischung aus pulverförmigem festem Körper und Flüssigkeit eine Mischung aus durcheinander geschütteltem Glycerin und Terpentin beobachtet, dann treten besonders auffallende Farben- und Beugungserscheinungen auf nach Erhitzen der Mischung.

. Die Farbenerscheinungen beim Lösen von Pulvern eines doppelbrechenden festen Körpers (Quarz) in einer Flüssigkeit (Mischung aus Schwefelkohlenstoff und Benzol), treten besonders im Halo auf und nicht im unabgelenkten Lichtstrahl. Sehr schön eignen sich die Unterschiede zwischen den Erscheinungen beim Quarzpulver gegenüber denen beim Glaspulver in den Photographien Bild 8 und 9, in denen beim Glaspulver in einem bestimmten Spektralbezirk ein sehr scharfes Minimum der senkrecht zur Ausdehnung des Spektrums gemessenen Höhe entsteht, wenn man einen solchen Flüssigkeitstrog mit Glaspulver etwa $\frac{1}{2}$ cm von der photographischen Platte eines Spektrographen einschaltet (Bild 8), während ein viel weniger scharf ausgeprägtes Minimum entsteht, wenn statt Glaspulver Quarzpulver genommen wird (Bild 9). Das Minimum liegt für Quarzpulver bei derjenigen Wellenlänge, für welche die Flüssigkeitsmischung das Brechungsverhältnis

$$\mu' = \frac{1}{2} \{1,5465 + \frac{1}{2}(1,5465 + 1,5551)\} = 1,54865$$

at; dabei sind 1,5465 bzw. 1,5551 die Werte μ_0 bzw. μ_2 für Quarz.

ERFLE.

Ritz Eisenlohr. Molekularrefraktionen höher schmelzender Körper und die Umrechnung der zugehörigen Brechungsexponenten auf die Vergleichstemperatur von 20°. Chem. Ber. 54, 2857—2867, 1921, Nr. 10. Der von Lykman aufgestellte Ausdruck für die Molekularrefraktion

$$\frac{n^2 - 1}{n + 0,4} \cdot \frac{M}{d}$$

weist eine bemerkenswerte Konstanz mit der Temperatur auf und kann daher benutzt werden, um zusammen mit der Temperaturabhängigkeit der durch die Gleichungen

$$\frac{n^2 - 1}{n + 0,4} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot a \quad \text{und} \quad \frac{n^2 - 1}{n + 0,4} = (n - 1) b$$

definierten Konstanten a und b die Brechungswerte auf beliebige Temperaturen umzurechnen.

Es ist nämlich die Korrektur für $\pm 10^\circ$ Temperaturdifferenz bei $\lg a + 0,00033$, bei $\lg b + 0,000245$. Berücksichtigt man die Höhe des Brechungsexponenten selbst, so wird die Temperaturkorrektur δ von $\lg b$ im Bereich $1,4 < n < 1,8$

$$\delta = 0,00023 + 2 \cdot 10^{-4} (n - 1,4),$$

wobei δ sich auf $\pm 10^\circ$ Temperaturänderung und das Mittel im Brechungsexponenten zwischen Anfangs- und Endtemperatur bezieht. Die für Flüssigkeiten mit guter Näherung geltende Beziehung

$$n_{\lambda}^2 = \frac{1 - 0,4 b}{b - 1},$$

sie sich bei Benutzung der Gladstone-Daleschen Formel ergibt, gibt merkliche Abweichungen nur in der Nähe des Siedepunkts.

H. R. SCHULZ.

L. W. Woodward. Structural properties of metals and alloys. Amer. Mach. 5, 596—599, 636—638, 1921, Nr. 15 und 16. [S. 158.]

BERNDT.

C. V. Raman and Bhabonath Banerji. On the Colours of Mixed Plates. Part II. Phil. Mag. (6) 41, 860—871, 1921, Nr. 246. Die experimentelle Untersuchung von gemischten Platten (diese Ber. 2, 767, 1921) zeigt, daß die Intensitätsverteilung des abgelenkten Lichtes unsymmetrisch zur Grenze Luft-Flüssigkeit ist. Von der Grenzlinie nach der Seite des stärker brechenden Mediums hin entstehen mit wachsendem Winkel θ zwischen einfallendem und abgelenktem Strahl Maxima und Minima, während nach der Seite des schwächeren Lichtes innerhalb 10 bis 15° Neigung die Intensität zu Null abfällt. Bei der unregelmäßigen Verteilung kann im allgemeinen von dem Einfluß der Phase abgesehen werden, und die Gesamtintensität in irgend einer Richtung θ kann als Summe der beiden nach der stärker brechenden und der schwächer brechenden Seite abgelenkten Strahlengruppen aufgefaßt werden. Für eine exakte Behandlung des Problems ist die Form der Grenzfläche zwischen Luft und Flüssigkeit zu berücksichtigen. Bei Annahme eines halbkreisförmigen Querschnitts und des Berührungswinkels Null gibt der Strahlenverlauf auf Grund der Brechungsgesetze für die Phasendifferenz zweier parallel austretender Strahlen

$$d(1 - n \sin i)(n \cos i - \sqrt{1 - n^2 \sin^2 i}) + \delta,$$

wobei d die Dicke der Schicht, n der Index der Flüssigkeit, i der Einfallswinkel des zweimal gebrochenen Strahles und δ der Phasensprung bei Totalreflexion ist. Der Ausdruck geht für kleines i über in

$$(n - 1)d - \lambda/2,$$

und der Ablenkungswinkel θ ist gegeben durch

$$\sin \theta = n \cdot \sin 2(r - i), \quad \sin r = n \cdot \sin i.$$

Für Strahlen, die nur eins der Medien durchlaufen haben, wird die Phasendifferenz

$$(n - 1)d - d/2 \cdot \sin \theta - \lambda/2,$$

die für kleine Ablenkungswinkel mit der erstgegebenen Formel identisch ist. Nach der Seite des schwächer brechenden Mediums hin wird die Phasendifferenz, die, wie auch im ersten Falle, wegen der Größe δ vom Polarisationsazimut abhängig ist,

$$(n - 1)d + d/2 \cdot \sin \theta + \lambda/2.$$

Die numerische Ausrechnung gibt hinreichende Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen.

H. R. SCHULZ.

C. V. Raman and K. Seshagiri. On the Colours of Mixed Plates. Part III. Phil. Mag. (6) 42, 679—695, 1921, Nr. 251. Anschließend an die früheren Arbeiten (diese Ber. 2, 767, 1921) wird die Lage der Maxima und Minima für gemischte Platten einheitlicher Dicke und für solche mit gesetzmäßig veränderlicher Dicke (zwischen zwei Linsen, wie sie zur Beobachtung Newtonscher Ringe benutzt werden) bei senkrechtem Einfall berechnet. In diesem Falle ebenso wie im Falle schrägen Einfalls ist die berechnete Lage der Ringe in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

H. R. SCHULZ.

Nihal Karan Sethi. On the Diffraction of Light by Cylinders and Spheres immersed in a Medium of nearly equal Refractive Index. Phil. Mag. (6) 42, 669—677, 1921, Nr. 251. Wenn gleiche Mengen Glycerin und Terpentin geschüttelt werden, so zeigt sich außer dem bekannten Christiansenschen Phänomen eine Interferenzerscheinung, die bereits bei einem einzelnen, in Terpentin hängenden Glycerintropfen beobachtet werden kann. Die Erscheinung ist ähnlich wie bei einem Glaszylinder, der in eine Mischung von Benzol-Schwefelkohlenstoff getaucht wird, deren Brechungsindex ein wenig größer ist als der der Glasmasse. Berechnet man für diesen Fall den Phasenunterschied parallel austretender Strahlen, deren einer an

der Zylinderoberfläche totalreflektiert, deren anderer durch den Zylinder hindurchgegangen ist, so lassen sich die Beobachtungen qualitativ voraussagen. Der Abstand der Interferenzstreifen und ihre Sichtbarkeit wächst mit zunehmendem Abstände vom Bilde der Lichtquelle, während im Falle, daß der Brechungsexponent der umgebenden Flüssigkeit kleiner ist, die Streifen nach außen enger werden. Es müssen dabei mehrfach reflektierte Strahlen (und die eigentümliche Form der Kaustik) berücksichtigt werden, die bei Erhitzung des Terpentin-Glyceringemisches ein eigenartiges Funkeln hervorrufen.

H. R. SCHULZ.

J. Franck. Über eine optische Messung der Elektronenaffinität. ZS. f. Phys. 5, 428—432, 1921, Nr. 5/6. [S. 176.] SPONER.

Albert Schultz. Spektralanalytische Beobachtungen an den Kanal- und Kathodenstrahlen des positiven Spitzenstromes in Sauerstoff und Stickstoff. Ann. d. Phys. (4) 64, 367—376, 1921, Nr. 4. Den Inhalt dieser Greifswalder Dissertation bildet eine Messung der Intensitätsverteilung von Linien- und Bandenspektren des Sauerstoffs und Stickstoffs in einer positiven Spitzenentladung bei einem Gasdrucke von einigen Zehntel Millimetern. Die Arbeit bildet eine Fortsetzung der Untersuchungen von Weth über die spektrale Intensitätsverteilung der Spitzenentladung im Wasserstoff (Ann. d. Phys. 62, 589, 1920). Die erhaltenen Spektrogramme werden so durchphotometriert, daß sich als Kurve die Abhängigkeit der Schwärzung der verschiedenen Spektren vom Abstand von der Anode ergibt. Die Kurven haben ihr Hauptmaximum nahe an der Anode, d. h. im Ionisationsgebiete der auf die Anode zulaufenden Kathodenstrahlen und sekundäre Maxima in etwas größerem Abstände von der Anode, wo nach J. Stark das Ionisationsgebiet der von der Spitze fortlaufenden positiven Ionen liegt. Der Kurvenverlauf wird nach den Stark'schen Theorien über die Lichtemission von Sauerstoff und Stickstoff gedeutet, so zwar, daß beim Sauerstoff die Serienlinien dem einwertigen Atomion, die Funkenlinien dem zweiwertigen Atomion, die ultravioletten Banden dem Ozon und das sogenannte erste Bandenspektrum dem neutralen Atom zugeschrieben wird. Ähnlich wurden beim Stickstoff die Resultate gedeutet, indem die negativen Banden als ausgesandt vom zweiwertigen, zweiatomigen Stickstoffmolekül, die positiven Banden vom einwertigen n_2 Molekül, die Funkenlinien vom zweiwertigen Atomion angenommen werden.

FRANCK.

William R. Smythe. The spectrum of fluorine. Astrophys. Journ. 54, 133—139, 1921, Nr. 2. Verf. untersucht das bislang noch wenig genau bekannte Fluorspektrum. Das Fluor wird durch Elektrolyse von geschmolzenem Kaliumfluorid erzeugt. Gearbeitet wird mit einem Quarzspektrographen von Adam Hilger und einem Konkavgitter mit 24,88 Å.-E./mm Dispersion. Zur Aufnahme der Linien mit dem Spektrographen wurden panchromatische Platten von Wratten und Wainwright verwendet, die mit einer 3,5 proz. NH_4OH -Lösung behandelt waren, um die Allgemeinempfindlichkeit und vor allem die Rotempfindlichkeit zu steigern. Für die Gitteraufnahmen wurden panchromatische Filme von derselben Firma mit gleicher Nachbehandlung verwendet. Die gefundenen Linien liegen zwischen λ 6239 und λ 7034. Die Genauigkeit ist auf 0,1 Å.-E. angegeben.

RADEL.

G. Seeliger und E. Schramm. Anregung der Atome zur Lichtemission durch Elektronenstoß. III. Vervollständigung des Beobachtungsmaterials. ZS. f. Phys. 7, 93—96, 1921, Nr. 2. [S. 172.] FRANCK.

H. Hückel. Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch anisotrope Flüssigkeiten. Phys. ZS. 22, 561—563, 1921, Nr. 19/20. [S. 179.] BEHNKEN.

J. S. van der Lingen and R. W. Wood. The fluorescence of mercury vapor. *Astrophys. Journ.* **51**, 149—160, 1921, Nr. 3. Quecksilberdampf zeigt eine Bandenfluoreszenz, die aus einer Zahl von nicht auflösbaren im Ultravioletten und Sichtbaren liegenden Banden sowie einigen Quecksilberlinien besteht; dieselben Wellenlängenbereiche werden auch von Quecksilberdampf absorbiert. In der vorliegenden Arbeit werden eine Reihe von Experimenten beschrieben, die dafür zu sprechen scheinen, daß diese Fluoreszenz (dagegen nicht die Resonanzlinienfluoreszenz) nur in solchem Hg-Dampf auftritt, der von einer flüssigen Metallmenge frisch abdestilliert. In stagnierendem Hg-Dampf läßt sie sich nicht nachweisen. Als ein Beispiel dieser Experimente mag folgendes dienen. In einem ausgepumpten Quarzrohr, das aus zwei Kugeln mit einem engen Verbindungsrohr besteht, befindet sich ein Tropfen flüssigen Quecksilbers. Werden beide Röhre auf gleiche Temperatur, etwa 200°C , gebracht und belichtet mit dem Licht eines Aluminium- oder Zinkfunken, so tritt keine Fluoreszenz auf, wird eine der Kugeln um 5°C abgekühlt, so destilliert das Quecksilber dort aus der heißeren Kugel hinüber und diese letztere zeigt so lange starke Fluoreszenz, als sich noch Quecksilber als Bodenkörper in ihr findet. Die Verf. nehmen an, daß ein Teil des verdampfenden Quecksilbers zweiatomig verdampft und im Gaszustande erst zerfällt. (Das Absorptionsspektrum soll aber unverändert bleiben.) Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Variation des Fluoreszenzspektrums in Abhängigkeit von der Wellenlänge des anregenden Lichtes. Es wird gefunden, daß alle Frequenzen, die vom Hg-Dampf absorbiert werden, auch Fluoreszenz anregen können, daß aber eine deutlich nachweisbare Verschiedenheit des Emissionsspektrums bei Anregung mit verschiedenen Spektralbereichen auftritt. Die breiten Banden mit einem Maximum bei 3300 und 4850 Å.-E. werden angeregt durch Wellenlängen zwischen 1854 bis 1862 Å.-E. und durch 2536 bis 2540 Å.-E. Die Bande von λ 2346 bis 2100 wird nur durch Licht zwischen 2150 bis 2000 Å.-E. angeregt. FRANCK.

J. Franck und W. Grottrian. Bemerkungen über angeregte Atome. *ZS. f. Phys.* **4**, 89—99, 1921, Nr. 1. Die Arbeit enthält eine Hypothese der Stabilisierung angeregter Atome, zu deren Prüfung das Auftreten der anscheinend kontinuierlichen Bandenspektren im elektrisch angeregten Hg-Dampf herangezogen und studiert wird. Analog dem zweiquantigen He, dessen Metastabilität (diese *Ber.* **1**, 905, 1920; **2**, 1392, 1921) die Entstehung des He_2 -Moleküls veranlaßt, besitzen im allgemeinen die Atome im höherquantigen, wasserstoffähnlichen Zustande eine Elektronenaffinität, die z. B. bei in Edelgasatmosphären brennenden Lichtbögen, in denen viel freie Elektronen und erregte Atome vorhanden sind, zur Bildung angeregter negativer Edelgasionen von großer Lebensdauer und ziemlicher Stabilität führen kann (Skaupy, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **19**, 264, 1917 und *Hamburger. ZS. f. wiss. Photogr.* **18**, 1, 1919). Daraus wird der Schluß gezogen, daß die Aufnahme eines zweiten Elektrons den Anregungszustand stabilisiert, d. h. die Metastabilität des höherquantigen Zustandes rührt von der Entstehung einer heliumähnlichen Außenschale her. Zur weiteren Prüfung dieser Stabilisierungshypothese werden die Bandenspektren des elektrisch angeregten Hg-Dampfes betrachtet und zu diesem Zwecke die Versuche von Phillips [*Proc. Roy. Soc. London (A)* **89**, 39, 1914] wiederholt. In einem U-förmig gebogenen Quarzrohr mit nach unten gebogenen Schenkeln, in denen von dem einen in den zweiten gekühlten Schenkel Hg rasch überdestilliert, wird oberhalb des Niveaus des siedenden Hg der Dampf mit Licht der Linie 2536,7 Å.-E. bestrahlt und die nach unten scharf begrenzt einsetzende grüne Lichtemission des Hg, die in Richtung des Dampfstrahles allmählich abnehmend sich bis in den wassergekühlten Schenkel erstreckt, beobachtet. Die Deutung der Verf. ist dann folgende: Durch Bestrahlung

mit λ 2536 wird ein Elektron des Hg-Atoms auf eine höherquantige Bahn gehoben, von der es ohne Störung nach 10^{-8} sec auf die Grundbahn zurückkehren und Resonanzstrahlung geben kann. Bei höheren Drucken kann es jedoch im erregten Zustande mit einem normalen Hg-Atom zusammenstoßen und wegen seiner Elektronenaffinität mit diesem zu einer heteropolaren Verbindung zusammentreten, in der das angeregte Atom durch Bildung einer heliumähnlichen Außenschale die Stabilisierung des Systems bedingt. Zusammenstöße müssen dann seinen Zerfall bewirken und eine Bandenstrahlung veranlassen. In der Tat wurde durch Gaszusatz die Leuchterscheinung wesentlich stärker, was nicht auf die Entstehung einer Verbindung des Hg mit den Zusatzgasen zurückgeführt werden konnte. — Das Trägheitsmoment des heteropolaren Hg_2 -Moleküls wird überschlagsweise mit Hilfe thermodynamischer Daten zu $1,5 \cdot 10^{-37} \text{ g cm}^2$ berechnet. Dann erklärt sich das kontinuierliche Aussehen des Spektrums durch den äußerst geringen Linienabstand. Die von Rubens und v. Baeyer (Berl. Ber. 1911, S. 666) gefundene ultrarote Emission der Hg-Lampe halten die Verff. als sehr wahrscheinlich durch die Atomschwingungen des heteropolaren Hg_2 -Moleküls entstanden. Die Übertragung der für Quecksilber durchgeführten Überlegungen auf andere Metaldämpfe lassen sie schließlich die Vermutung aussprechen, daß das durch die *D*-Linien angeregte Resonanzspektrum des Natriumdampfes einem heteropolaren Na_2 -Molekül zuzuschreiben sei. SPONER.

J. Franck und W. Grottrian. Über den Einfluß eines Magnetfeldes auf die Dissoziation angeregter Moleküle. *ZS. f. Phys.* 6, 35—39, 1921, Nr. 1. Wird einem Molekül durch Lichtabsorption oder Elektronenstoß ein größerer Energiebetrag zugeführt, als zu seiner Dissoziation notwendig ist, so muß das Molekül nicht zerfallen, sondern kann vom Normalzustande in einen angeregten Zustand übergehen, aus dem es, wenn keine Störung erfolgt, unter Ausstrahlung in den Normalzustand zurückkehrt. Bei höheren Drucken hingegen wird die Wahrscheinlichkeit für einen Zusammenstoß des angeregten Moleküls, ehe die Ausstrahlung erfolgt, groß und diese Störung kann eine Umlagerung bei gleichbleibender Energie und damit den Eintritt des Zerfalls der angeregten Moleküle bewirken. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß ebenso wie die vermehrten Zusammenstöße ein starkes magnetisches Feld eine dissoziierende Wirkung auf angeregte Moleküle ausübt. Da die von den Verff. in diesem Sinn gedeutete, von Steubing und Wood beobachtete magnetische Auslöschung der Jodfluoreszenz noch nicht eindeutig erkennen läßt, ob das Magnetfeld direkt den Zerfall der angeregten Moleküle bewirkt oder ob es nur die Lebensdauer des angeregten Zustandes und somit die Wahrscheinlichkeit für Zusammenstöße mit erregten Molekülen vergrößert, haben die Verff. untersucht, ob bei dem von ihnen früher beschriebenen (siehe vorstehendes Referat) metastabilen Hg_2 -Molekül der Zerfall, der mit einer grünen Bandenemission verbunden ist, auch ohne Zusammenstöße durch ein Magnetfeld sich hervorrufen läßt. Sie konnten das grüne Zerfallsleuchten in der Tat nachweisen, sobald sie den oberen Teil des im voranstehenden Referate beschriebenen Versuchsgefäßes in ein Magnetfeld von ungefähr 15000 Gauß brachten. Daß der durch die Wirkung des Magnetfeldes eingeleitete Zerfall in Richtung des Dampfstrahles bis in Teile des Rohres geht, in denen kein Magnetfeld herrscht, bringen die Verff. mit dem stufenweise eintretenden Zerfall in Zusammenhang. SPONER.

P. Zeeman. Verhandelingen over Magneto-Optische Verschijnselen. XV u. 341 S. Leiden, Eduard Ijdo, 1921. Die Festschrift zur Feier des 25jährigen Gedenktages der Entdeckung des Zeemaneffekts, von einem holländischen Komitee herausgegeben, enthält den Abdruck von 19 Arbeiten Zeemans aus dem magneto-optischen Gebiet;

die erste grundlegende Publikation über den Zeemaneffekt in vier Sprachen (holländisch, englisch, französisch und deutsch), die anderen meistens in der Form, in der sie zuerst veröffentlicht wurden, in englischer oder französischer Sprache. Am Schluß jeder Abhandlung findet sich eine kurze Zusammenstellung über die Entstehungszeit und etwaige sonstige Veröffentlichung der Arbeit. Auf 14 Tafeln werden sehr gut gelungene Reproduktionen photographischer Spektralaufnahmen wiedergegeben

PETER PRINGSHEIM.

B. Gudden und R. Pohl. Über den Mechanismus der lichtelektrischen Leitfähigkeit. *ZS. f. Phys.* 7, 65—72, 1921, Nr. 1. Berichtigung hierzu ebenda, S. 216, Nr. 3. Ein Zinksulfidkristall, der zwischen zwei Metallelektroden im gegenseitigen Abstand von 8 mm mit einer Akkumulatorenatterie von 2400 Volt und einem Galvanometer in Serie geschaltet ist, wird mit Hg-Licht von 436μ zu lichtelektrischer Leitfähigkeit erregt. Wird dabei nur ein kurzes Stück der Strecke (etwa 1 mm) zwischen den Elektroden belichtet, so wächst gleichwohl die Stromstärke auf ein Vielfaches, und zwar unabhängig davon, wo sich der belichtete Streifen in der Strombahn befindet (ob z. B. nahe der Kathode oder der Anode). Wie Messungen mit einer Sonde zeigen, treten infolge der Belichtung positive Raumladungen im Kristall auf, und so muß man annehmen, daß durch das Licht Elektronen frei gemacht werden, die dann dem elektrischen Felde folgend frei auch durch unbelichtete Teile des Kristalls hindurchwandern. Befindet sich dagegen innerhalb der Strombahn ein feiner Riß im Kristall, so wird die Stromstärke sofort stark herabgesetzt, offenbar weil die Elektronen aufgehalten werden. Wird bei gleicher Flächendichte des einfallenden Lichtes der bestrahlte Kristallstreifen vergrößert, so wächst im gleichen Verhältnis die Zahl der ausgelösten Elektronen und die Stromstärke. Rein erhält man diese Verhältnisse aber nur, wenn man durch sehr kurze Belichtungszeiten und geringe Lichtkonzentration die noch immer auftretenden störenden Raumladungen bzw. Polarisationserscheinungen eliminiert. Andernfalls wirken diese immer alsbald dem äußeren Feld entgegen, so daß sogar nach dessen Ausschaltung bei fortdauernder Belichtung ein Strom in entgegengesetzter Richtung zu fließen beginnt.

PETER PRINGSHEIM.

P. Mayer. Die Lupen und ähnlichen optischen Geräte von Carl Zeiss. (Aus optischen und mechanischen Werkstätten. XII.) *ZS. f. wiss. Mikroskopie* 38, 113—122, 1921, Nr. 2. Der Zweck der vorliegenden Veröffentlichung ist es, „die Botaniker, Zoologen, Anatomen usw. auf solche ihnen sicher oft recht nützliche Geräte aufmerksam zu machen“. Es wird dabei hingewiesen auf teils bekannte, teils weniger bekannte Lupen, Einschlaglupen, schwache Doppellupen, Fernrohrlupen für ein Auge und auf die beidäugigen Fernrohrlupen. Auch an das monokulare Prismenmikroskop von Zeiss (siehe P. Culmann, *ZS. f. wiss. Mikroskopie* 21, 416—420, 1903) wird erinnert. Sehr vorteilhaft wird es für jeden Benutzer aller dieser Geräte sein, die zahlreichen praktischen Winke zu beachten, die P. Mayer hier gegeben hat; wir nennen hier nur: die richtige Haltung einer Lupe, die Wahl und die bequeme Aufstellung des Ständers bzw. Halters für solche Lupen, den Hinweis auf den großen Vorteil der Fernrohrlupen in bezug auf den großen Abstand vom Gegenstand bis zur Lupe (auch die Möglichkeit der Benutzung eines Zeichenprismas nach Zeiss), den Hinweis auf verschiedene Kunstgriffe zur Erleichterung der Einstellung, auf das stereoskopische Sehen bei der beidäugigen Fernrohrlupe. Besonders sei noch der Hinweis genannt darauf, daß ein beliebiges Fernrohr (wir fügen hinzu: in bequemer Weise ein Feldstecher mit Teilung für Okulareinstellung) schon ohne jede Zusatzeinrichtung die Möglichkeit bietet, Vorgänge in der Natur auch auf kürzere Entfernung (einige Meter) zu beobachten.

ERFLE.

Plotnikow. Über einen Farbenlichtthermostaten. ZS. f. wiss. Photogr. 103—104, 1921, Nr. 3/5. Ein viereckiges Reaktionsgefäß kann von vorne direkt und von den Seiten mit Hilfe von Spiegeln beleuchtet werden. Durch Einschalten von blauen Filtern kann man verschiedenfarbiges Licht einwirken lassen. v. HALBAN.

A. Schleussner und H. Beck. Beiträge zur Photochemie primärer Jodsilbergelatineemulsionen. ZS. f. wiss. Photogr. 21, 105—112, 1921, Nr. 3/5. Ausgangspunkt der Untersuchung war die Tatsache, daß häufig die Reihenfolge der Empfindlichkeiten verschiedener Plattensorten gegen Tageslicht die umgekehrte ist als gegen Röntgenstrahlen.

Übereinstimmung mit anderen Beobachtern finden die Verf. im gewöhnlichen Licht ein Optimum bei einem bestimmten Jodsilbergehalt, der je nach der Art der Emulsionierung 1 bis 5 Proz. beträgt, für Röntgenstrahlen dagegen, daß unabhängig von der Art der Herstellung stets die jodfreien Schichten die größte Empfindlichkeit zeigen. Ein weiteres wurde auf durch das Jodsilber bewirkte Sensibilisierung für den grünen Teil des Spektrums zurückgeführt. Die Sensibilisierung durch Eosin wird durch hohen Jodgehalt ungünstig beeinflusst. v. HALBAN.

Emmanuel Ed. Liesegang. Eine neue Umkehrerscheinung. ZS. f. wiss. Photogr. 98—102, 1921, Nr. 3/5. Der Verf. findet, daß man bei Positivpappapapier mit Eisen- und Gallussäureentwicklung Umkehrung erhält, wenn man viel kürzer belichtet und entwickelt, als zur Erreichung des Positivbildes notwendig ist, und führt diese Erscheinung auf Beschleunigung der Reaktion zwischen dem Ferrisalz und der Gallussäure durch das im Licht entstandene Ferrosalz zurück. Bei kurzer Belichtung werden also hier, im Gegensatz zu den Bromsilberschichten, nur die kurz belichteten Stellen entwickelt, die unbelichteten nicht, weil ihnen der Katalysator fehlt, die durchbelichteten weder bei kurzer noch bei langer Entwicklung, weil sie kein Ferrisalz mehr enthalten. v. HALBAN.

R. Jaensch. Über Kontrast im optischen Anschauungsbild. ZS. f. Psychol. Physiol. d. Sinnesorg., 1. Abt., 87, 211—216, 1921, H. 3/4. Wie Herwig eine Reihe von Farbenphänomenen beschreiben konnte, welche im Anschauungsbild in unterschiedlicher Weise, nur in stärkerer Ausprägung vorhanden sind, als in der Wahrnehmung, so läßt sich auch zeigen, daß die Kontrastercheinungen im Anschauungsbild qualitativ jenen des gewöhnlichen Sehens mit geringen Abweichungen gleichen, quantitativ in der Regel aber ausgesprochener sind. Insbesondere tritt dies am „Innenkontrast“ hervor, wenn die Versuchsperson den Mittelteil einer durchweg roten Erscheinung im Anschauungsbild eine kurze Spanne sowie im Vorbild, dann aber verhältnismäßig dauernd in sattem Bläulichgrün sieht. Ähnlich erscheint der Mittelteil der durchweg grünen Tomate zuerst wie im Vorbild, dann aber nach einer kurzen letzten Phase verhältnismäßig dauernd rosa. Analoge Resultate wurden an Farbenringen erhalten; ein grauer Ring auf gelbem Grunde erscheint im Anschauungsbild viel stärker blau als im Vorbild. Damit hängt die Erscheinung zusammen, daß viele Versuchspersonen den Rand eines homogenen Anschauungsbildes als von einem System von Streifen oder Schichten umgeben beschreiben; es liegt gesteigerter Randkontrast vor. **RUDOLF ALLERS.

Erhard Herwig und E. R. Jaensch. Über Mischung von objektiv dargestellten Farben mit Farben des Anschauungsbildes. ZS. f. Psychol. u. Physiol. d. Sinnesorg., 1. Abt., 87, 217—223, 1921, H. 3/4. Läßt man einen Beobachter ein Anschauungsbild von einem nicht zu großen farbigen Quadrat entwerfen und auf

einen grauen Grund projizieren und legt sodann auf diesen Grund an der Stelle d. Bildes ein ebenso großes andersfarbiges Quadrat, so tritt unter günstigen Bedingungen eine Mischung zwischen der objektiv dargebotenen Farbe und der des Anschauungsbildes ein. Für diese Farbmischung gelten ganz entsprechende Gesetze wie für die gewöhnliche Mischung: komplementäre Farben ergeben Grau bzw. die überwiegen. Farbe in geringerer Sättigung, nicht komplementäre Farben bilden eine dazwisch. liegende Mischfarbe. Ausführliches Ref. im Ber. ü. d. ges. Physiol. 9, 563, 19 [Ref.: Rudolf Allers].

SCHEER

Charles Richet. Une illusion optique dans l'appréciation de la vitesse. C. R. 17, 805—806, 1921, Nr. 19. Entgegen der Erwartung schätzt ein Beobachter, der auf einem Schiffe sich schnell in der Richtung der Schiffsbewegung fortbewegt, seine Geschwindigkeit höher, und wenn er sich jener Richtung entgegenbewegt, niedriger, als wenn er stillstehend den Wasserschaum ansieht. Verf. erklärt die Tatsache damit, daß wir uns beim Gehen auf festem Boden gewöhnt haben, diesem, da er uns nicht, wie bei einer Fahrt zu fliehen scheint, unbewußt eine Bewegung in Richtung der unsrigen zuzuschreiben. Die Geschwindigkeit dieser eingebildeten Bewegung nehmen wir aber größer, als die ist, welche durch sie kompensiert werden soll.

LEVY

Karl Gentil. Optische Täuschungen, hervorgerufen durch den Strahlengang im allgemeinen und die Beschaffenheit des Mittels. Natur 13, 61—62, 1921, Nr. 4. I. Fortsetzung, 1921, Nr. 4.

SCHEER

Franz Exner. Helligkeitsbestimmungen im protanopen Farbensystem. Wien. Anz. 1921, S. 194, Nr. 20. Durch die Untersuchung eines protanopen (rotblinden) Auges wird gezeigt, daß auch für die Farbenblinden das Gesetz der Additivität der Helligkeiten beliebiger Farben gilt. Auch das Verhältnis der Flächeninhalte seiner Grundempfindungskurven wird bestimmt, sowie die Helligkeitsverteilung für denselben im normalen Sonnenspektrum. Letztere ergibt sich, wie beim Trichromaten, durch Addition der erregten Grundempfindungen für jede Wellenlänge des Spektrums.

K. W. F. KOHLRAUSCH

7. Wärme.

A. Flegner. Der unstetige Vorgang beim Ausströmen der Gase. Vierteljahrsschr. Naturf. Ges. Zürich 66, 71—86, 1921, Nr. 1/2. [S. 160.]

VALENTIN

F. Henning. Temperaturmessung unterhalb 0°. ZS. f. Elektrochemie 494—496, 1921, Nr. 21/22. Die Mitteilung gibt einen Vortrag wieder, den der Verf. auf der letzten Tagung der Bunsengesellschaft gehalten hat. Es sind im Zusammenhang die bereits an anderen Stellen veröffentlichten Richtlinien und Methoden dargestellt, die an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zur Messung tiefer Temperaturen ausgearbeitet wurden.

HENNING

R. W. Woodward. Structural properties of metals and alloys. Amer. Met. Soc. Trans. 55, 596—599, 636—638, 1921, Nr. 15 und 16. [S. 158.]

BERNARD

Sophie Rotszajn. Die Anwendung der Planckschen Erweiterung der Quantenhypothese auf rotierende Gebilde mit zwei Freiheitsgraden in ein Richtungsfeld. Diss. Zürich. 44 S., 1920. [S. 156.]

VALENTIN